PHYSIKALISCHE ZEITSCHRIFT

No. 6. 15. März 1919. 20. Jahrgang.
Redaktionsschluß für No. 8 am 27. März 1919.

INHALT:

Originalmitteilungen:
L. Vegard, Die Erklärung der Röntgenspektren und die Konstitution der Atome. II. Teil. S. 121.
H. Witte, Über den Sehraum. Vierte Mitteilung: Scheinbare Größe und scheinbare Vergrößerung des Mondes. S. 126.
O. Hahn u. L. Meitner, Über das Protactinium und die Lebensdauer des Actiniums. S. 127.
A. Meißner, Über die Bestimmung der Eigenschwingung von Antennen. S. 130.
A. Imhof, Zur Theorie der Triboluminneszenz. S. 131.
Zusammenfassende Bearbeitungen:
J. Franck u. G. Hertz, Die Bestätigung der Bohrschen Atomtheorie im optischen Spektrum durch Untersuchungen der unelastischen Zusammenstöße langsamer Elektronen mit Gasmolekülen. S. 132.
Besprechungen:
A. Defant, Wetter und Wettervorhersage. S. 143.
Personalien. S. 144.
Gesuche. S. 144.

ORIGINALMITTEILUNGEN.

Die Erklärung der Röntgenspektren und die Konstitution der Atome.

Von L. Vegard.

II. Teil.

Wiedervereinigung von Sekundärkreisen aus.

§ 4. In den ersten Arbeiten (I—III), wo ich mich auf die Hypothese der Rekombination von Sekundärkreisen aus gestützt habe, ist weiter angenommen, daß die Wiedervereinigung gegen einen zerstörten Ring stattfindet, als ob die äußeren Elektronenringe nicht vorhanden wären. Diese Annahme ist ganz zulässig, so lange nicht Elektronenringe zwischen dem Sekundärkreis und dem zerbrochenen Ringe sich befinden. Das trifft aber nicht allgemein zu. So muß man für die Bildung der K_β-Linie annehmen, daß das rekombinierende Elektron auf dem Wege den L-Ring passiert.

Aus dem Ausdruck für die Radien (Gl. 2) kann man schließen, daß ein Sekundärkreis mit der Quantenzahl τ außerhalb derjenigen Primärkreise liegt, für welche

$$n < \tau$$

und innerhalb derjenigen, für welche

$$n > \tau$$

ist.

Der Sekundärkreis mit der Quantenzahl τ liegt in der Nähe derjenigen Primärsysteme, für welche $n = \tau$ ist. Wir können allgemein annehmen, daß der Sekundärkreis unter den Kreisen gleicher Quantenzahl den kleinsten Radius besitzt.

Sind zwischen dem Sekundärkreis und dem zerbrochenen Ring andere Ringe vorhanden, so wäre es sehr schwer, auf Grundlage der erwähnten früheren Annahmen, bestimmte Vorstellungen über den Emissionsprozeß zu bilden. Den sekundären Stabilitätskreisen wäre kaum eine Realität beizulegen.

Wir können aber aus dieser Schwierigkeit gelangen, wenn wir gerade wie bei der Wiedervereinigung von Primärkreisen folgendes annehmen.

1. Durch den Erregungsprozeß, der unter Entfernung eines Elektrons von einem Ringe stattfindet, werden die Impulsmomente der äußeren Ringe nicht geändert.

2. Die Energieänderungen der Elektronenringe, welche das Elektron auf dem „Emissionswege" passiert, werden in das emittierte Energiequantum eintreten.

Unter diesen Voraussetzungen werden die Frequenzen im allgemeinen durch die folgende Formel gegeben:

$$\left(\frac{\nu}{R}\right)_i^k = V(n_i, p_i, q_i) - V(n_i, p_i, q_i - 1) + \sum_{l=i+1}^{l=k-1}[V(n_l, p_l, q_l) - V(n_l, p_l - 1, q_l)] - V(\tau, p_k - 1, 1). \quad (14)$$

Vergleichen wir diese Gleichung mit (10), so sehen wir, daß erstere aus der zweiten auf Grund der Substitution:

$$n_k = \tau, \quad q_k = 1$$

folgt.

Der Übergang von der Wiedervereinigung von Primärkreisen aus zu der Annahme einer Wiedervereinigung von Sekundärkreisen aus hat nur eine Änderung der Anzahl Elektronen im äußeren Elektronenkreise von q_k zu 1 zur Folge.

Wie wir aber gesehen haben, übt eine solche Änderung nur einen geringen Einfluß auf die Frequenz aus, und wir können zugleich schließen, daß die Annahme einer Wiedervereinigung von Sekundärkreisen aus auf dieselbe Konstitution der Ringsysteme führen werde, wie sie unter Benutzung der Gleichungen (10) und (11) bestimmt wurde.

Nimmt man an, daß jede Quantenzahl einem einzigen Ringe entspricht, so hat die in Tabelle II angegebene Konstitution der *K*-, *L*- und *M*-Ringe noch Geltung.

Man sieht unmittelbar, daß die Annahme der Wiedervereinigung von Sekundärkreisen aus in der letzten Fassung für die Hauptlinie der drei Strahlengattungen (*K*, *L*, *M*) zu denselben Frequenzen führt, als wir sie mit Hilfe der ursprünglichen Form der Hypothese hergeleitet haben. Dagegen gibt die neue Form der Hypothese ganz andere und viel bessere Werte für die höheren Glieder der Serie.

Wie die Linien nach dieser Auffassung entstehen, zeigt Fig. 3. Die Primärkreise sind

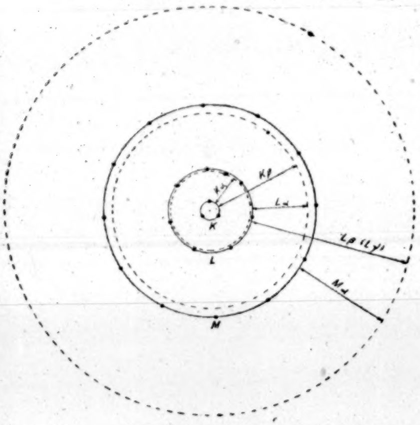

Fig. 3.

voll ausgezogen, die Sekundärkreise sind punktiert. Die Kreise sind nach dem in der folgenden Tabelle IV für das Element *Th* berechneten Werte der Radien aufgezeichnet.

Tabelle IV.

Radius der primären und sekundären Elektronenkreise des Thoriums.

Primärkreise				Sekundärkreise		
Bezeichnung	n	q	a_p cm	Erzeugte Linien	τ	a_s cm
K	1	3	0,5912 10^{-10}	$K\alpha$	2	2,4031 10^{-10}
L	2	7	2,4969 „	$K\beta$, $L\alpha$	3	5,8742 „
M	3	12	6,3430 „	$M\alpha$, $L\beta$, $K\gamma$	4	12,259 „

Eine Zusammenfassung von beobachteten und berechneten Frequenzen der Linien K_α, K_β, L_α, L_β, M_α [1]) ist in Tabelle V gegeben.

Tabelle V.

$K\alpha$			$K\beta$		
Nr.	$\left(\frac{\nu}{R}\right)_{beob.}$	$\left(\frac{\nu}{R}\right)_{ber.}$	Nr.	$\left(\frac{\nu}{R}\right)_{beob.}$	$\left(\frac{\nu}{R}\right)_{ber.}$
15	147,7	146,4	15	156,9	149,7
20	271,6	272,4	20	295,8	286,6
25	435,4	437,3	25	479,1	469,2
30	635,9	641,5	30	704,2	698,4
35	880,4	885,6	35	980,9	975,3
40	1156	1171,0	40	1293	1301,1
45	1482	1499	45	1666	1677,1
50	1871	1877	50	2109	2105
55	2290	2297	55	2559	2588
60	2761	2777	60	3121	3124
$L\alpha$			$L\beta$		
30	73,8	67,9	50	287,3	289,8
35	108,6	102,8	60	448,0	457,8
40	149,8	144,8	70	644	665,0
45	198,3	193,9	80	874,5	914,1
50	253,5	250,5	90	1143	1205
55	315,2	314,0			
60	384,6	384,9	$M\alpha$		
65	461,8	463,4			
70	545,6	549,5	79	156,1	156,4
80	734,9	745,5	82	171,8	174,2
90	952,2	972,5	90	220,2	225,3
			92	233,4	239,2

Aus der Tabelle V ist ersichtlich, daß auch die Annahme einer Wiedervereinigung von Sekundärkreisen aus eine sehr gute Übereinstimmung gibt.

Ein Vergleich mit der Tabelle III zeigt, daß es kaum möglich ist, den Grad der

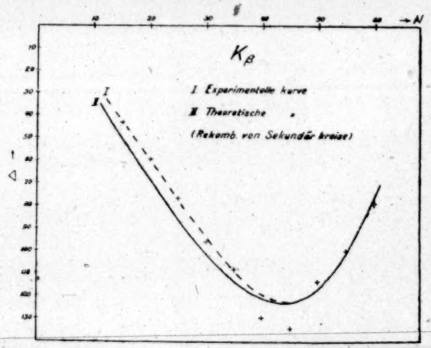

Fig. 4.

1) Die Berechnung der $K\gamma$-Frequenzen ist noch nicht ausgeführt. Die Linie entsteht doch unzweifelhaft durch Rekombination von dem dritten Sekundärkreis ($\tau = 4$) nach dem zerstörten *K*-Kreis.

zahlenmäßigen Übereinstimmung zur Entscheidung zwischen den beiden Hypothesen heranzuziehen.

Wir haben aber gesehen, daß die Erklärung von K_β unter der Annahme einer Wiedervereinigung zwischen Primärkreisen mit großen Schwierigkeiten verbunden war. Aus Fig. 4, welche die Δ-Kurve für K_β unter der Voraussetzung von Sekundärkreisen darstellt, sehen wir indessen sofort, daß in diesem Falle die theoretische Kurve sich dem Verlauf der experimentellen sehr gut anschließt. Wir werden auch gleich sehen, daß es möglich ist, ein zweites Kriterium aufzustellen, welches eine Entscheidung der Frage gestattet.

Die beiden Hypothesen im Lichte der Kosselschen Relationen.

§ 5. Wir haben schon erwähnt, daß die unter der Annahme einer Wiedervereinigung zwischen Primärkreisen aufgestellte Formel (10) die Kosselschen Relationen identisch erfüllt. In der Tat finden wir aber, daß die Kosselschen Relationen durch die beobachteten Frequenzen nur mit einer gewissen Annäherung erfüllt sind. Die Abweichung werden wir mit d bezeichnen, wo z. B. für die Linien K_α, K_β, L_α:

$$d=\left(\frac{\nu}{R}\right)_{K_\alpha}+\left(\frac{\nu}{R}\right)_{L_\alpha}-\left(\frac{\nu}{R}\right)_{K_\beta}. \qquad (15)$$

Bilden wir aus der Gleichung (14) den Wert für die Abweichung d, so erhalten wir:

$$\left.\begin{aligned} d&=\left(\frac{\nu}{R}\right)_i^j+\left(\frac{\nu}{R}\right)_j^k-\left(\frac{\nu}{R}\right)_i^k \\ &=V(n_j, p_j-1, q_j)-V(n_j, p_j, q_j-1) \\ &\quad V(n_j, p_j-1, 1). \end{aligned}\right\} \qquad (16)$$

Bei Heranziehung von Sekundärkreisen wird also die Abweichung d nicht verschwinden.

Für die Linien K_α, K_β, L_α, die nur von den sicher bestimmten ersten zwei Kreisen abhängen, erhält man aus Formel (15) mit Hilfe der in Tabelle V angegebenen Frequenzen die in Tabelle VI gegebenen Werte für die Abweichung d:

Tabelle VI.

Nr.	$d_{\text{beob.}}$	$d_{\text{ber.}}$
30	+ 5,5	+11,0
40	+12,8	+14,8
50	+23,6	+22,5
60	+44,6	+37,9

Aus der Tabelle VI ergibt sich das außerordentlich wichtige Resultat, daß die beobachteten und berechneten Werte für die Abweichung d sowohl in bezug auf Zeichen als absolute Größe wohl innerhalb der Fehlergrenze übereinstimmen.

Man könnte sich auch in bezug auf den Emissionsvorgang eine dritte Möglichkeit denken, die gewissermaßen als eine Zwischenstufe zwischen den beiden anderen zu betrachten ist. Es wäre möglich, daß das entfernte Elektron nicht durch ein Elektron des äußeren Ringes ersetzt wird, daß aber das rekombinierende Elektron in einen der äußeren Primärkreise eintritt. Man sieht sofort ein, daß eine solche Annahme auf eine Frequenzformel führt, die aus (10) oder (11) hervorgeht, wenn wir q_k mit q_k+1 vertauschen. Wie wir gesehen haben, wird dadurch nur eine kleine Änderung der Frequenz verursacht; die modifizierte Hypothese führt zu derselben Konstitution der Elektronsysteme der Atome und gibt gerade so gute zahlenmäßige Übereinstimmung, wie die früheren beiden Hypothesen.

In bezug auf die Kosselschen Relationen hat die letzte Form der Hypothese gegenüber der Annahme von der Wiedervereinigung zwischen Primärkreisen den Vorteil, daß die Abweichung d nicht identisch verschwindet. Die Größe d wird aber allzu gering, um die Beobachtungen zu befriedigen.

Es muß demnach angenommen werden, daß die Wiedervereinigung von selbständigen Primärkreisen stattfindet.

Die Frequenz der Absorptionskanten.

§ 6. Die Absorption eines gewissen Bandes entsteht, wenn die Energiequanten der einfallenden Strahlen eine gewisse Grenze E überschreiten; und die Frequenz der Absorptionskante wird dann:

$$\nu_A=\frac{E}{h}.$$

Um die Größe E zu berechnen, müssen wir gewisse Annahmen über den Absorptionsprozeß machen.

Die Energie des absorbierten Quantums wird gebraucht, um ein Elektron aus dem betreffenden Ringe fortzuschaffen. Die Absorption ist gleichzeitig eine Erregung für diejenigen homogenen Strahlen, welche durch Rekombination zu dem zerstörten Ring entstehen.

Es fragt sich jetzt, wieweit es für die Absorption notwendig ist, das Elektron außerhalb des ganzen Ringsystems des Atoms zu treiben, oder ob man es nur in einen äußeren sekundären Stabilitätskreis mit der für diesen Kreis charakteristischen Energie bringen darf.

Nach der letzteren Annahme muß man ebensoviele Absorptionskanten wie Emissions-

linien erwarten. Das ist aber nicht mit der Erfahrung in Übereinstimmung, so daß wir dazu geführt werden, die erste Möglichkeit anzunehmen.

Wenn das Elektron hinausgetrieben wird, werden die Winkelmomente der äußeren Ringe unverändert gehalten und dadurch ändert sich die Energie dieser Ringe. Diese Energieänderung könnte entweder ausstrahlen oder für die Bewegung des Elektrons nutzbar sein. Letztere Anschauung würde bedeuten, daß das Austreiben des Elektrons in dieser Beziehung ein reversibler Vorgang ist. Auf dem Wege des Elektrons aus dem Elektronensystem werden sich die Winkelmomente automatisch unverändert halten, und dieser Drang zur Unveränderlichkeit der Momente, welche eine Grundeigenschaft der Atome bildet, ist mit einer konservativen Kraft identisch, welche auf das Elektron wirkend nach außen gerichtet ist.

Wenn indessen während des Austreibens des Elektrons keine Energie als Strahlung verloren geht, muß die Absorptionsenergie E gleich derjenigen Energie sein, welche während der Wiedervereinigung zu dem zerstörten Kreis von einem außerhalb der Wirkungssphäre des Atoms liegenden Sekundärkreis ausgestrahlt wird.

Nennen wir die Frequenz, welche $\tau = \infty$ entspricht ν_∞, so bekommt man:

$$h\nu_A = E = h\nu_\infty$$
$$\nu^A = \nu_\infty \,.$$

Setzen wir in Gleichung (14) $\tau = \infty$, so bekommt man:

$$\frac{\nu_A}{R} = V(n_i, p_i, q_i) - V(n_i, p_i, q_i - 1) + \sum_{l=i+1}^{l=m} [V(n_l, p_l, q_l) - V(n_l, p_l - 1, q_l)], \qquad (17)$$

m bedeutet die totale Anzahl von Elektronenringen des betreffenden Elements.

Die Berechnung von ν_A erfordert die Kenntnis der sämtlichen Elektronenringe des Elements. Mit Sicherheit kennen wir nur die K- und L-Ringe, denn die Berechnung der M-Ringe stützt sich auf eine verhältnismäßig geringe Anzahl von Beobachtungen.

Um die Richtigkeit der Formel (17) zu prüfen, darf man noch am ehesten die K-Absorptionskonstante für kleine Atomzahlen heranziehen. Denn in diesem Falle kennen wir diejenigen Ringe, welche den größten Einfluß auf die Frequenz ausüben.

Die kleinste Atomzahl, für welche Bestimmungen von den Absorptionskanten vorliegen, ist 26 (*Fe*). Wagner[1]) gibt für *Fe* und *Ni* die folgenden Wellenlängen der K-Absorption:

Fe (26) $\lambda_A = 1{,}769 \; 10^{-8}$ cm
Ni (28) $\lambda_A = 1{,}502$ „ .

Aus dem periodischen Charakter der Elemente können wir, wie ich in den Abhandlungen II und III gezeigt habe, auf die Konstitution der äußeren Systeme schließen. Aus solchen Betrachtungen bin ich für die beiden Elemente auf die in Tabelle VII gegebene Konstitution geführt worden.

Tabelle VII.

Ring	1	2	3	4
Quantenzahl	1	2	3	4
Anzahl Elektronen (*Fe*)	3	7	8	8
„ „ (*Ni*)	3	7	8	10
p	0	3	10	18

Die auf Grund dieser Konstitution mit Hilfe von Gl. (17) berechneten Werte von ν_A zusammen mit den beobachteten Frequenzen sind in Tabelle VIII gegeben.

Tabelle VIII.

N	$\left(\frac{\nu_A}{R}\right)_{ber.}$	$\left(\frac{\nu_A}{R}\right)_{beob.}$	P
Fe 26	513,4	518,0	0,88
Ni 28	605,1	606,7	0,26

Die Zahlen sind für die Veränderlichkeit der Masse mit der Geschwindigkeit korrigiert. P ist der prozentische Fehler.

Wir sehen, daß die Übereinstimmung eine außerordentlich gute ist, und die Abweichungen wohl innerhalb der Grenze des Beobachtungsfehlers liegen.

In ähnlicher Weise entstehen die beiden L-Absorptionsbanden durch Entfernung eines Elektrons aus dem kreisförmigen und dem elliptischen Zustand des L-Systems. Hierdurch erklärt sich einfach die Beziehung:

$$\nu_{L_{A_2}} - \nu_{L_{A_1}} = \nu_{L_{\alpha_1}} - \nu_{L_\alpha} = \nu_{L_{\beta_1}} - \nu_{L_\beta} .$$

Auf Grundlage unserer Hypothese der wachsenden Quantenzahlen und mit den ergänzenden Annahmen betreffs des Erregungs- und Emissionsmechanismus ist es uns gelungen, die Absorptions- und Emissionserscheinungen im Lichte einer allgemeinen Theorie zu sehen. Diese Theorie gibt selbst bis in die Einzelheiten eine sehr genaue Übereinstimmung mit der Erfahrung und es ist kaum mehr möglich, daran zu zweifeln, daß die zugrunde liegende Voraussetzung auch der Wirklichkeit entspricht.

1) E. Wagner, diese Zeitschr. 18, 436, 1917.

Tabelle IX.

Quantenzahl d. Oberflächenringe: Entweder	oder	Anzahl Elektronen im Oberflächenring									
		1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
1	2	*Li*	*Be*	*Bo*	*C*	*N*	*O*	*Fl*	*Ne*		
2	3	*Na*	*Mg*	*Al*	*Si*	*P*	*S*	*Cl*	*Ar*		
3	4	*K*	*Ca*	*Sc*	*Ti*	*Va*	*Cr*	*Mn*	*Fe*	*Co*	*Ni*
		Cu	*Zn*	*Ga*	*Ge*	*As*	*Se*	*Br*	*Kr*		
4	5	*Rb*	*Sr*	*Y*	*Zr*	*Nb*	*Mo*	—	*Ru*	*Ru*	*P*
		Ag	*Cd*	*In*	*Sn*	*Sb*	*Te*	*J*	*Xe*		
5?	6?	*Cs*	*Ba*	*La*	*Ce* (seltene Erden)	*Ta*	*W*	—	*Os*	*Ir*	*Pt*
		Au	*Hg*	*Tl*	*Pb*	*Bi*	*Po*	—	*Em*		
?	?	—	*Ra*	—	*Th*	—	*U*	—			

Allgemeine Bemerkungen über die Konstitution der Atome.

§ 7. Die in Tabelle II angegebene Konstitution der drei inneren Ringe und besonders die Konstitution des M-Ringes würde das in Abhandlung II und III angegebene allgemeine Konstitutionsschema ein wenig ändern.

Allerdings müssen wir auf Grund der chemischen Verwandtschaftsverhältnisse die früher angegebenen Elektronenzahlen der Oberflächenringe beibehalten. Sollen wir von diesem Oberflächensysteme aus zu einem M-Ringe von 12 Elektronen gelangen, so müssen wir annehmen, daß der M-Ring zuerst als ein Ring mit 8 Elektronen gebildet ist, der aber irgendwo Elektronen aufnimmt, bis er schließlich 12 Elektronen erhält. Obwohl der Atombau ein derartiger ist, daß ein Ring, einmal gebildet, eine ausgeprägte Tendenz hat sich mit steigender Atomzahl unverändert zu halten, so gibt es möglicherweise einige Ausnahmen dieser Regel. Es können ziemlich eingreifende Änderungen stattfinden, die darin bestehen, daß die einmal gebildeten Ringe mehrere Elektronen aufnehmen.

Die Möglichkeit solcher Umlagerungen mit Einsenken von Elektronen, habe ich in meinen ersten Arbeiten (II und III) erwähnt. So habe ich angenommen, daß der K-Ring mit drei Elektronen bei der Versenkung eines Elektrons bei dem Element Ne gebildet wird.

Und weiter habe ich die seltenen Erden durch einen Versenkungsprozeß erklärt.

Was den L-Ring betrifft, so kann man ihn mit den jetzt bekannten L-Linien nur bis $N = 30$ (Zn) verfolgen.

Wir haben aber gesehen, daß auch die K-Linie von der Anzahl der Elektronen des L-Ringes abhängig ist, und die K_β-Kurve $\nu = f(N)$ zeigt keinen Sprung, der auf eine Änderung des L-Ringes deuten könnte. Da man die K_β-Linie bis $N = 12$ verfolgen kann, dürfte der L-Ring gerade von Anfang an sich unverändert halten.

Den M-Ring kann man mit Hilfe der M-Strahlung nur bis $N = 79$ verfolgen. Aus der L-Kurve ist es aber wahrscheinlich, daß er sich bis $N = 41$ (Nb) unverändert hält. Es darf auch bemerkt werden, daß wenn man 2 drei-quantige Ringe annehmen würde, der einmal gebildete drei-quantige Ring mit 8 Elektronen sich mit wachsenden Atomzahlen unverändert hält. Vielleicht wird eine Ausdehnung des Beobachtungsmaterials sichere Schlüsse über die Konstitution des M-Ringes gestatten.

Unabhängig von der Möglichkeit eines Versenkungsprozesses, kann man die Konstitution der Oberflächensysteme auf Grund der bekannten ersten Periode (He—Ne) mit Hilfe der Verwandtschaftsverhältnisse angeben. Berücksichtigt man die Variation der Elektropositivität, des elektrischen Leitvermögens und des Atomvolumens, so werden wir auf die in Tabelle IX gegebene Konstitution der Oberflächensysteme geführt.

Durch die Werte der Quantenzahl (n) und der Elektronenzahl (q) des Oberflächensystems lassen sich die Eigenschaften und Verwandtschaftsbeziehungen für die meisten Elemente charakterisieren. Jedoch läßt das Konstitutionsschema gewisse Beziehungen ungeklärt. So kommt die Sonderstellung der Edelgase und die Verschiedenheit des Elements Mn von den Halogenen in der Tabelle IX nicht zum Ausdruck.

(Eingegangen 15. November 1918.)

Über den Sehraum.

Von Hans Witte.

Vierte Mitteilung: Scheinbare Größe und scheinbare Vergrößerung des Mondes.

1.

Im vorigen Aufsatz[1]) habe ich dargelegt, daß die meisten Menschen den Mond so groß wie einen Teller sehen (durchschnittlich 20 cm).

Ich schließe einige Gedanken an, die wieder aus den 1916 gemeinsam mit Herrn E. Laqueur[2]) angestellten Überlegungen stammen.

2.

Wir gebrauchen den Tellermond zur vollständigen Lösung der alten Frage: Warum sieht der Mond usw. am Horizont größer aus als im Zenit? Wir benötigen die scheinbare Größe, um die scheinbare Vergrößerung erschöpfend beschreiben und erklären zu können. Denn darüber kann kaum ein Zweifel bestehen: Die beiden Erlebnisse hängen zusammen.

„Diese absoluten Größeneindrücke sind es nun doch wohl, die auch den Gegenstand der vielumstrittenen Täuschung bilden[3])".

Die Täuschung: Heute abend sieht der Mond dreimal so groß aus wie gestern um Mitternacht, heißt: Gestern um Mitternacht, hoch am Himmel, sah er wie ein Camembertkäse aus (10 cm), heute abend geht er auf wie ein Eierkuchen (30 cm).

3.

Zum mindesten gilt das für diejenigen 99 Proz. aller Menschen, die den Tellermond sehen, oder richtiger, die wissen, daß sie ihn sehen. Man kann aber, gerade im Hinblick auf die scheinbare Vergrößerung, sehr wohl die Frage aufwerfen, ob diejenigen, die den Tellermond nicht zu sehen glauben, ihn nicht eigentlich doch sehen.

4.

Der Prüfstein ist, ob diese Leute die scheinbare Vergrößerung des Mondes sehen.

Wer den Mond am Horizonte größer, im Zenit kleiner sieht, muß doch irgendein Maß für die scheinbare Mondgröße in sich tragen. Es fragt sich zunächst: Ist dies Maß ein Größenmaß, ist es ein Winkelmaß?

Daß es ein Winkelmaß sei, also ein reines Winkelmaß für den Sehwinkel des Mondes, ist schon aus allgemeinen Gründen unwahrscheinlich. Denn ein reines Winkelmaß für einen Sehwinkel, dessen Schenkel ja nur gedachte Linien sind, gibt es, soweit bisher festgestellt, in unserem Empfinden nicht.

Sollte jemand trotzdem behaupten, er sähe den reinen Sehwinkel des Mondes, so muß man sich an diejenige Grundtatsache erinnern, die alle Erklärungen der scheinbaren Mondvergrößerung trägt: daß das Netzhautbild des Mondes, der Mond-Sehwinkel, unverändert bleibt. Der Sehwinkel ist praktisch am Horizont ebenso groß wie im Zenit[1]). Wer also den reinen Sehwinkel sieht, darf den Mond grundsätzlich nicht am Horizont größer, im Zenit kleiner sehen. Aber die Mondvergrößerung am Horizont sieht, soweit bis heute bekannt, jeder[2]), auch die Gegner des Tellermonds. Demnach ist ihr Größenmaß kein Winkel, sondern eine Flächen- oder Strecken-Größe.

Nun bliebe noch möglich, daß ihr Größenmaß nicht fest, sondern veränderlich sei[3]). Aber dann stünde nichts im Wege, daß sie gestern den Zenitmond so groß wie ein Karussell und heute so groß wie Afrika, und morgen den Horizontmond so groß wie einen Pfennig und übermorgen so groß wie einen Stecknadelknopf sähen. Wie können sie dann sehen und behaupten: der Horizontmond erscheint größer als der Mond im Zenit?

5.

Aus diesem Widerspruch scheint bestimmt zu folgen, daß die restlichen 1 Proz. der Menschheit ebenfalls ein festes Größenmaß für den Mond usw. in sich tragen. Vielleicht ist es sogar unser Tellermond, sie wissen es nur nicht. Solche Selbsttäuschungen sind, wie bekannt, nicht ausgeschlossen.

Allerdings muß man, wo die Seele hineinspielt, mit Folgerungen vorsichtig sein. Da eröffnen sich gelegentlich unerwartete Auswege. Vielleicht stellt sich bei ganz besonderen Ausnahmebegabungen, wenn sie in diesem Augenblick den Zenitmond 30 m groß sehen, von selber gleichzeitig ein Erinnerungsbild des Horizontmonds von 90 m ein? und wenn sie eine Sekunde später denselben Zenitmond 90 m groß sehen, ein Erinnerungsbild des Horizontmonds von 270 m Größe? Und so fort? — Sollte sich auf solche oder ähnliche Weise der Widerspruch lösen

1) H. Witte, diese Zeitschrift **20**, 114, 1919.
2) Vgl. diese Zeitschr. **19**. 151, 1918.
3) J. v. Kries, in den Zusätzen zu der von ihm herausgegebenen 3. Auflage von H. v. Helmholtz' Physiologischer Optik, 3. Bd., Hamburg u. Leipzig, Leopold Voß, 1910, S. 493.

1) Nämlich 31′ 8″.
2) L'astronome s'y trompe comme le paysan le plus ignorant, Euler, Briefe an eine deutsche Prinzessin usw. Bd. 3, 313; London 1775.
3) Indem sie den Mond innerhalb seines festen Sehwinkels in jedem Augenblick auf beliebige willkürliche Entfernungen verlegten, vgl. in der vorigen Mitteilung § 4 und Fig. 2.

lassen, so müßte man für solche Fälle eine andere Schlußfolgerung ziehen.

Es gibt farbenblinde, es gibt durchaus unmusikalische Menschen. So könnte es auch vereinzelte Ausnahmemenschen geben, die dergestalt wirklich kein festes Mondmaß besäßen. Solche Menschen wären dann — der nächste Aufsatz wird den Ausdruck rechtfertigen — teilweise oder ganz „sehraumblind"[1]).

1) Es ist eine naturgesetzliche Folge, daß solche Menschen von dem Tellermond reden wie ein Blinder von der Farbe. In dieser Lage scheint sich der Verfasser des soeben erschienenen, inhaltsreichen, ersten zusammenfassenden Buches über Himmelsgewölbe und Gestirnsvergrößerungen zu befinden (A. Müller, Die Referenzflächen des Himmels und der Gestirne, Braunschweig, Vieweg 1918) — wobei ich dahingestellt lassen muß, wie in diesem Falle der erwähnte Widerspruch mit dem Sehen der Vergrößerung zu beseitigen ist. Der Schreiber greift den Tellermond scharf an. Herrn v. Sternecks Teller-Maße (man vgl. für das weitere meine dritte Mitteilung) sind ihm das mißgedeutete Ergebnis einer „zufällig entstandenen Assoziation", wenn man nicht gar an „eigenartige, von den normalen sehr abweichende psychische Verhältnisse" glauben wolle. Herrn v. Kries als „Psychologen" wirft er wegen des Tellermonds mangelnde psychologische Selbstbesinnung vor und meint, derselbe sei dem festen Größeneindruck bei Sonne und Mond „zwangsmäßig verfallen". Der Verfasser des Buches konnte nicht wissen, daß er damit fast der ganzen Menschheit seit den ältesten Zeiten das Urteil spricht, sie sei nicht normal und litte an Zwangsvorstellungen.

Wolfenbüttel (Technische Hochschule Braunschweig), den 1. Oktober 1918.

(Eingegangen 6. Oktober 1918.)

Über das Protactinium und die Lebensdauer des Actiniums.

Von Otto Hahn und Lise Meitner.

In einer in dieser Zeitschrift[1]) erschienenen Mitteilung wurde über die Auffindung eines neuen radioaktiven Elementes berichtet, das sich einwandfrei als die lange gesuchte Muttersubstanz des Actiniums charakterisieren ließ. Das neue Element, ein höheres Homologes des Tantals, sendet α-Strahlen von 3,14 cm Reichweite aus und seine Halbwertszeit liegt zwischen 1200 und 180000 Jahren. Die Entstehung des Actiniums aus dem ursprünglich Actinium freien Element wurde bewiesen durch die Aufnahme der zeitlichen Anstiegskurve der α-Aktivität, sowie durch die Messung der mit wachsender Zeit linear zunehmenden Menge an Emanation und aktivem Niederschlag.

Für das neue Element wurde der Name Protactinium gewählt.

1) O. Hahn u. L. Meitner, diese Zeitschr. **19**, 208 bis 218, 1918.

Eine chemische Reindarstellung des Protactiniums hatten wir noch nicht versucht, sondern es nur nach Reinigung von allen anderen radioaktiven Elementen an Erdsäuren konzentriert. Das stärkste Präparat wog 73 mg und zeigte eine 100 mal so große α-Aktivität wie die gleiche Menge Uran I. Unter Berücksichtigung der Tatsache, daß nur etwa 8 Proz. der Uranatome eines Uranminerals sich in Protactinium verwandeln, während die übrigen 92 Proz. in die Ionium-Radiumreihe übergehen, ergibt sich, daß das in den 73 mg enthaltene Protactinium mit der mehr als 1000 fachen Menge Uran eines beliebigen Uranminerals im Gleichgewicht steht. Nach den oben angegebenen Grenzen für die Lebensdauer muß aber das Protactinium mindestens 24000 mal stärker aktiv sein als die gleiche Gewichtsmenge Uran I; daher können die 73 mg unseres Präparates an Gewicht nur sehr wenig Protactinium enthalten und stellen chemisch wohl hauptsächlich ein Gemisch aus Niob- und Tantalsäure dar.

Nach dem Erscheinen unserer Arbeit erhielten wir Kenntnis von einer Veröffentlichung von Soddy und Cranston[1]), die sich ebenfalls mit der Muttersubstanz des Actiniums befaßt. Ausgehend von der Isotopie der hypothetischen Muttersubstanz mit UrX_2 arbeiteten die Verfasser zunächst eine Methode zur Herstellung von UrX_2 aus und versuchten dann mit Hilfe dieser Methode — Sublimation der Chloride — die Muttersubstanz des Actiniums aus Pechblende zu gewinnen. Von drei auf diese Weise erhaltenen Präparaten zeigte eines eine allmähliche Zunahme der Actiniumemanation, mußte also die Muttersubstanz des Actiniums enthalten. Das Präparat, das aus 470 g Pechblende stammte, wog 2,45 g und zeigte nach Verlauf von 2,5 Jahren eine Emanationsmenge, die der Gleichgewichtsmenge Actinium in 0,25 g Pechblende entsprach. Unter der Voraussetzung, daß die Verfasser die gesamte in 470 g Pechblende enthaltene Menge der Muttersubstanz des Actiniums abgeschieden haben, berechnen sie die mittlere Lebensdauer des Actiniums zu rund 5000 Jahren, was einer Halbwertszeit von 3460 Jahren entspricht.

Daß dieser von Soddy und Cranston selbst mit einem gewissen Vorbehalt gegebene Wert nicht einmal der Größenordnung nach richtig sein kann, dafür sprechen nun mehrere Gründe.

Frau Curie[2]) hatte im Jahre 1911 auf Grund von Abklingungsmessungen die Halbwertszeit des

1) F. Soddy u. J. A. Cranston, Proc. Roy. Soc. A. **94**, 384—404, 1918.
2) Mme Curie, Le Radium **8**, 353, 1911.

Actiniums auf etwa 30 Jahre geschätzt. Wir haben in unserer Arbeit über das Protactinium diesen Wert der Größenordnung nach bestätigt, und darauf hingewiesen, daß Giesel[1]) auch in seinen stärksten Actiniumpräparaten keine Spektrallinien aufgefunden hatte, was ebenfalls für eine kurze Lebensdauer spricht.

Der Zweck der vorliegenden Mitteilung ist eine Überprüfung der Halbwertszeit des Actiniums und die darauf gegründete Erklärung für den abweichenden Befund von Soddy und Cranston.

Die Feststellung der Lebensdauer wurde nach zwei verschiedenen Methoden ausgeführt, und zwar einerseits aus den Anstiegskurven von ursprünglich reinem Protactinium, andererseits durch Abklingungsmessungen.

1. Anstiegskurven.

Legt man, wie wir es taten, die Messung der α-Aktivität zugrunde, so gelten folgende Verhältnisse:

Protactinium selbst gibt α-Strahlen ab; von den nachfolgenden Produkten senden Radioactinium, Actinium X, Emanation, AcA und AcC α-Strahlen aus. Da die Lebensdauer aller dieser Produkte sehr klein gegen die des Actiniums ist, so kann man ihre Entstehung aus dem Protactinium nach etwa 3 Monaten als gleichzeitig mit dem Actinium erfolgend ansehen. Da ferner Protactinium jedenfalls für die Dauer der Messungen als konstant betrachtet werden kann, so wird die Anstiegskurve lediglich durch die Zerfallskonstante λ des Actiniums bestimmt. Bezeichnet also I_0 die α-Aktivität des Protactiniums, I_∞ die von Actinium plus den Folgeprodukten im Gleichgewicht herrührende, so gilt für die tatsächlich gemessene Aktivität I_t zur Zeit t die Gleichung:

$$I_t = I_0 + I_\infty (1 - e^{-\lambda t}).$$

Würden die α-Strahlen aller Produkte gleich stark ionisieren und vollständig ausgenutzt werden, so würde die Aktivität von Actinium plus seinen Folgeprodukten nach Erreichung des radioaktiven Gleichgewichts 5 mal stärker sein als die vom Protactinium allein herrührende Aktivität, d. h. I_∞ wäre $5 \times I_0$, die Gesamtaktivität also $6 \times I_0$.

In Wirklichkeit aber sind die Reichweiten verschieden und das verwendete α-Elektroskop gestattete außerdem keine vollständige Ausnutzung der Reichweiten. Der Plattenabstand des Kondensators betrug nämlich 4,3 cm. Da mit Ausnahme des Protactiniums alle α-Strahler der Actiniumreihe gleiche oder größere Reichweiten als 4,3 cm besitzen, so wird die Reichweite der α-Strahlen des Protactiniums von 3,5 cm voll ausgenützt und von den fünf anderen Produkten nur die Wegstrecke von 4,3 cm, alles auf Zimmertemperatur und normalen Luftdruck bezogen.

Der Zusammenhang zwischen der erzeugten Ionenzahl k und Reichweite R ist durch die Gleichung gegeben:

$$k = k_0 \cdot R^{2/3},$$

wobei k_0 nach Meyer und v. Schweidler den Wert $6{,}76 \cdot 10^4$ besitzt.

Die von Protactinium erzeugte Ionenzahl beträgt danach $k_0 \cdot 3{,}5^{2/3} = 1{,}56 \cdot 10^5$. Für die fünf Folgeprodukte ist die Gesamtzahl der erzeugten Ionen $5 \times k_0 \cdot 4{,}3^{2/3} = 8{,}95 \cdot 10^5$. Dieser Berechnung liegt die nicht ganz zutreffende Voraussetzung zugrunde, daß die α-Strahlen längs ihres Weges gleichmäßig ionisieren; doch dürfte der dadurch bedingte Fehler nur klein sein.

Es muß danach $I_0 : I_\infty = 1{,}56 : 8{,}95 = 1 : 5{,}74$ sein. Natürlich kann diese Berechnung von $I_0 : I_\infty$ nur für dünne Schichten der strahlenden Substanz gelten. Bei dickeren Schichten werden die weniger durchdringenden α-Strahlen des Protactiniums gegenüber den durchdringenderen der Folgeprodukte stärker in der Schicht absorbiert, also wird I_∞ im Verhältnis zu I_0 größer ausfallen.

Die obengenannte Gleichung hat nach dem eben Gesagten die Form

$$I_t = I_0 + 5{,}74\, I_0 (1 - e^{-\lambda t}).$$

Für Werte von t, die klein gegen die Halbwertszeit des Actiniums sind, geht die Gleichung in die Form über:

$$I_t = I_0 + 5{,}74\, I_0 \cdot \lambda t;$$

d. i. aber die Gleichung einer Geraden, also gilt

$$\frac{dI_t}{dt} = 5{,}74\, I_0 \cdot \lambda = \frac{I_{t_2} - I_{t_1}}{t_2 - t_1},$$

wobei I_{t_1}, bzw. I_{t_2} die zu den Zeiten t_1 und t_2 gemessenen Aktivitäten bedeuten.

Daher ist

$$\lambda = \frac{I_{t_2} - I_{t_1}}{t_2 - t_1} \cdot \frac{1}{5{,}74\, I_0}$$

und die Halbwertszeit

$$T = \frac{\log 2}{\log e} \cdot \frac{1}{\lambda}.$$

In der Fig. 1 sind eine Anzahl Anstiegskurven wiedergegeben, die unter den der vorstehenden Gleichung zugrunde gelegten Bedingungen aufgenommen worden sind. Als Abszissen sind die Zeiten in Tagen, als Ordinaten die Aktivitäten in willkürlichem Maß aufgetragen.

Die Kurven zeigen, von anfänglichen Abwei-

[1]) F. Giesel, Ber. d. D. Chem. Ges. **37**, 1696, 1904.

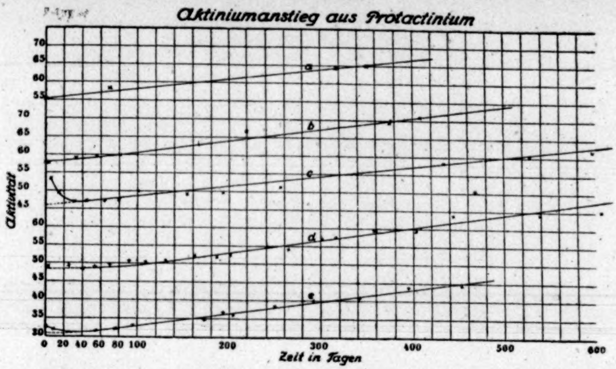

Fig. 1.

chungen abgesehen, einen geradlinigen Verlauf. Diese Abweichungen sind einerseits dadurch bedingt, daß in den ersten Wochen das nachgebildete Actinium noch nicht im Gleichgewicht mit Radioactinium und Actinium X ist; außerdem aber sind bei einzelnen Präparaten auch geringe Beimengungen anderer radioaktiver Substanzen vorhanden gewesen, die eine anfängliche Aktivitätsabnahme bedingen. Bei Kurve c rührt dieselbe von zugesetztem $Ur\,X$ her, bei Kurve e augenscheinlich von einer Spur mitgerissenem Polonium. Bei diesen Kurven mußte die von Protactinium allein herrührende Anfangsaktivität durch Extrapolation bestimmt werden.

Die Zerfallskonstante λ und Halbwertszeit T des Actiniums wurden nun aus den Kurven mittels der oben angegebenen Gleichung berechnet.

Die Rechnung soll hier für eine der Kurven, beispielsweise Kurve d, im einzelnen ausgeführt werden.

$$I_0 = 48{,}5, \text{ daher } I_\infty = 277,$$
$$I_{405} = 57, \; I_{140} = 49,$$

daher

$$\lambda\,(\text{Jahre})^{-1} = \frac{57 - 49}{\frac{405 - 140}{365}} \cdot \frac{1}{277} = 0{,}0396\,(\text{Jahre})^{-1}$$

und daher $T = 17{,}5$ Jahre.

In der nachstehenden Tabelle sind die aus den einzelnen Kurven erhaltenen λ- und T-Werte zusammengestellt.

Kurve	(Jahre)−1	Halbwertszeit in Jahren
a	0,0341	20,2 Jahre
b	0,0353	19,6 „
c	0,0422	16,4 „
d	0,0396	17,5 „
e	0,0698	10,0 „

Die Übereinstimmung in den Halbwertszeiten ist scheinbar wenig befriedigend. Sie erklärt sich aber ohne weiteres aus dem schon erwähnten Einfluß der Schichtdicken, und zwar folgendermaßen:

Die Präparate a und b bestehen aus sehr dünnen, auf Aluminiumbleche aufgestrichenen Schichten von rund 2 mg Gewicht; c und d sind geringe Niederschläge auf Filtern, die schon etwas ungünstigere Schichten darstellen; Präparat e ist eine ziemlich dicke Schicht, in der die α-Strahlen des Protactiniums wegen ihrer kleineren Reichweite natürlich stärker absorbiert werden als die schnelleren α-Strahlen der folgenden Produkte. Dadurch wird, wie schon angegeben, eine schnellere relative Zunahme der α-Aktivität und somit eine kürzere Lebensdauer des Actiniums vorgetäuscht. Wie groß der Einfluß der Schichtdicke ist, zeigt die Zunahme eines in praktisch unendlich dicker Schicht (1,0 g) vorliegenden Präparates, dessen Anstiegskurve hier nicht wiedergegeben wurde.

Während beispielsweise die Aktivität des Präparates b, das 2,1 mg wiegt, im Verlauf von $^3/_4$ Jahren um 12 Proz. zugenommen hat, ist die Aktivität des 1 g-Präparates um ungefähr 40 Proz. ihres Wertes gestiegen.

Die größten für die Halbwertszeit des Actiniums erhaltenen Werte sind daher die zuverlässigsten.

Einen Unsicherheitsfaktor bei allen Messungen von nicht luftdicht abgeschlossenen Actiniumpräparaten bildet die Emanation, die je nach den Witterungsverhältnissen in verschiedenem Prozentsatz entweicht, worauf auch Soddy und Cranston[1]) hingewiesen haben. Je mehr Acti-

1) l. c.

niumemanation entweicht, umso langsamer erfolgt die Zunahme der α-Aktivität und umso größer wird die aus den Kurven berechnete Lebensdauer. Aus der Übereinstimmung der für dünne Schichten erhaltenen T-Werte mit den aus direkten Abklingungskurven gefundenen, die weiter unten gegeben werden sollen, läßt sich der Schluß ziehen, daß die Präparate bisher keine beträchtlichen Emanationsverluste erlitten haben. Bei stärkeren Actiniumpräparaten haben aber auch wir große Schwankungen der Aktivität, offenbar infolge wechselnder Abgabe an Emanation, beobachtet. Vielleicht bedingt dieser Umstand auch in unseren Kurven *a* und *b* das Herausfallen der letzten Punkte. Das würde sich dann dahin erklären lassen, daß die jeweils vorhandene Substanzmenge (in unserem Falle etwa 2 mg) eine gewisse Menge Emanation festzuhalten vermag, und in dem Maße als sich mehr Emanation entwickelt, auch ein größerer Prozentsatz zu entweichen beginnt.

2. Abklingungskurven.

In unserer ersten Mitteilung über das Protactinium haben wir eine über 6 Jahre aufgenommene Abklingungskurve des Actiniums wiedergegeben und uns damals begnügt, den965 Curieschen Wert der Größenordnung nach zu bestätigen. Wir haben inzwischen diese Messungen fortgeführt. Das Resultat zeigt Fig. 2.

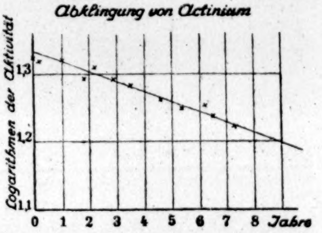

Fig. 2.

Ausgehend von der oben gefundenen Halbwertszeit von rund 20 Jahren haben wir durch die gemessenen Punkte eine Gerade gelegt, deren Neigung dieser Halbwertszeit entspricht. Man erkennt, daß sich die Punkte befriedigend dieser Geraden anschließen.

Auch die in der früheren Arbeit erwähnten sehr reinen Actiniumpräparate, die erst seit kürzerer Zeit in Untersuchung sind, zeigen bisher Halbwertszeiten zwischen 21 und 18 Jahren.

Nach zwei unabhängigen Methoden ergibt sich sonach die Halbwertszeit des Actiniums zu rund 20 Jahren. Dieser Wert dürfte innerhalb 10 Proz. richtig sein.

Soddy und Cranston haben, wie eingangs erwähnt, eine Halbwertszeit von ganz anderer Größenordnung berechnet. Daraus läßt sich folgern, daß die Voraussetzungen, unter denen sie ihre Berechnung angestellt hatten, nicht zutreffend waren. Die Verfasser mußten nämlich eine Annahme darüber machen, welchen Prozentsatz der Muttersubstanz des Actiniums sie aus der verarbeiteten Pechblende gewonnen hatten und sie führten ihre Berechnung unter der Annahme durch, daß die Abtrennung quantitativ erfolgt wäre.

Da der so für die Lebensdauer des Actiniums erhaltene Wert mehr als 150 mal zu groß ist, so folgt daraus, daß die Methode von Soddy und Cranston kaum mehr als $^1/_2$ Proz. Ausbeute ergeben hatte.

Es darf vielleicht erwähnt werden, daß es nach dem in unserer früheren Mitteilung beschriebenen Verfahren ohne Schwierigkeit gelingt, Protactinium aus ca. 2 g Pechblende herzustellen und als solches zu charakterisieren. Die absoluten Ausbeuten sind aber noch nicht sichergestellt, da nicht feststeht, welcher Prozentsatz Protactinium in dem in Salpetersäure unlöslichen Teil der Pechblende — unserem eigentlichen Ausgangsmaterial — enthalten ist. Die Ausbeute aus diesem Ausgangsmaterial ist fast quantitativ.

Zusammenfassung.

Die Halbwertszeit des Actiniums wurde nach zwei verschiedenen voneinander unabhängigen Methoden bestimmt. Erstens aus der Nachbildung des Actiniums in ursprünglich Actinium freien Protactiniumpräparaten und zweitens aus direkten Abklingungsmessungen. Es ergab sich in befriedigender Übereinstimmung der Wert von 20 Jahren mit einer wahrscheinlichen Fehlermöglichkeit von 10 Proz.

Berlin-Dahlem, Kaiser-Wilhelm-Institut für Chemie.

(Eingegangen 28. Dezember 1918.)

Über die Bestimmung der Eigenschwingung von Antennen.

(Mitteilung aus dem Laboratorium der Gesellschaft für drahtlose Telegraphie.)

Von A. Meißner.

In der Technik ergibt sich vielfach die Notwendigkeit, die Eigenschwingung einer Antenne im voraus zu bestimmen. Howe hat

hierfür eine Methode angegeben. Sie beruht auf der Berechnung der wechselseitigen Selbstinduktion bzw. Kapazität der einzelnen Antennenelemente gegeneinander; das Verfahren ist für die Praxis zu umständlich und zeitraubend; außerdem sind die Resultate keineswegs genau. Für den geraden Draht ist die Berechnung der Eigenschwingung verhältnismäßig einfach, sie ergibt sich als Funktion der Drahtlänge zu

$$\lambda_0 = 4l.$$

Es zeigt sich nun, daß man auch für verhältnismäßig komplizierte Antennengebilde ganz einfache empirische Beziehungen der Eigenschwingung zu den Längenabmessungen der Antenne aufstellen und die Eigenschwingung ähnlich wie bei geradem Draht zu $\lambda_0 = 4l$ hier in der Form

$$\lambda_0 = k \cdot l$$

darstellen kann, und zwar ist dann l die größte in dem Gebilde auftretende Längendimension. In der Figur sind die hier maßgebenden Längen l für die hauptsächlichsten Antennenformen: gerader Draht, Γ, T und Schirmantenne, eingezeichnet. In der Größe l ist selbstverständlich immer die Zuführung mit inbegriffen.

Der Faktor k ist nun größer, je größer bei gleicher Antennenkapazität das Verhältnis der Antennenkapazität zur Antennenselbstinduktion und je großflächiger die Antenne ist.

Im nachfolgenden sind die Werte der Größe $\lambda_0 = kl$ für die verschiedenen Antennenformen zusammengestellt:

Für den geraden Draht galt $\lambda_0 = 4{,}1\,l$

neigt er sich mehr zu Boden, d. h. wird die Kapazität größer, so gilt $\lambda_0 = 4{,}2\,l$

ist der Draht 1 m über dem Boden, so gilt $\lambda_0 = 5\,l$

wird die Antenne breiter, z. B. für eine Antenne mit einer Breite $= \frac{l}{2}$ $\lambda_0 = 5-7\,l$

z. B. alte Γ-Antenne Nauen $\lambda_0 = 5{,}5\,l$

für eine schmale T-Antenne, z. B. Schiff gilt $\lambda_0 = 4{,}5-5\,l$

für breite T, z. B. jetzige T-Antenne, Nauen $\lambda_0 = 5{,}8\,l$

für noch größere Breite z. B. Breite $= l$, Höhe $= \frac{l}{2} - \frac{l}{3}$ $\lambda_0 = 9-10\,l$

für eine Schirmantenne je nach Drahtzahl $\lambda_0 = 6-8\,l$

bei sehr großer Drahtzahl und geringere Höhe $h < \frac{l}{3}$ $\lambda_0 = 8-10\,l$

(Eingegangen 3. Januar 1919.)

Zur Theorie der Tribolumineszenz.

Von A. Imhof.

H. Schmidt hat in dieser Zeitschrift **19**, 399, 1918, Richtlinien für eine Theorie der Tribolumineszenz gegeben und bei der Gelegenheit Einwände gegen meine früher dargelegten Anschauungen über diesen Gegenstand erhoben. Verschiedene Stellen aus meinen Arbeiten müssen dem Verfasser entgangen sein, denn andernfalls hätte er manches nicht als Widerspruch empfinden können.

H. Schmidt ist nicht befriedigt von meiner Darstellung des Erregungsvorganges. Tatsächlich habe ich über die Erregung in einen „aktiven" Zustand wenig gesagt, weil dieser Punkt noch allzusehr im Dunkeln liegt. Im wesentlichen habe ich festgestellt, daß die nachher tribolumineszierende Substanz nach der Auskristallisation, auch ohne Lichteinwirkung, bereits erregt erscheint[1]). Hier ist eine gewisse Lücke, die ich aber in Kauf genommen habe, weil die Theorie den Tatsachen gut entspricht.

1) Eine Stütze bilden in dieser Beziehung Experimente von Ed. Becquerel, welche ich auf S. 376 meiner Arbeit „Über das Wesen der Tribolumineszenz" (diese Zeitschr. **18**, 374, 1917) erwähnte. Danach würde eine Erregung zur Thermolumineszenz durch Auskristallisation stattfinden. Dies gründlich zu untersuchen, wäre entschieden von Interesse; ich habe dazu leider nicht mehr Zeit gefunden.

Ferner sagt Schmidt auf S. 399, daß notwendig Sulfide oder Selenide in phosphoreszierenden Substanzen enthalten sein müssen, während die Mehrzahl der triboluminescierenden Substanzen anderen Stoffklassen angehören. Dem ist nicht so. Es gibt eine große Zahl von Phosphoren, welche die genannten Substanzen nicht enthalten, z. B. Flußspat, Willemit, manche Chininsalze und andere organische Salze. Viele ganz besonders stark und lang phosphoreszierende Stoffe zeigen auch besonders starke und permanente Tribolumineszenz.

Auf derselben Seite findet Schmidt, meine Theorie verlange bei steigender Temperatur eine steigende Intensität der Tribolumineszenz. Durch Erhöhung der Temperatur muß durchaus nicht zunächst eine Erhöhung der Lichtintensität eintreten, sondern nur eine zeitliche Verkürzung des aktiven Zustandes. Dies ist tatsächlich der Fall. Die molekularen Bewegungen infolge der Bruchserschütterungen werden kaum erhöht durch Erwärmung des betreffenden Stoffes, sondern wegen der geringeren Härte eher vermindert. Wegen H. Schmidts Bemerkungen über den Flußspat (S. 399 und 400 oben) verweise ich auf S. 377 meiner Arbeit[1]).

Im weiteren bekräftigt Schmidt seine Widerlegungen, indem er keine Einwirkung von rotem Licht auf die Tribolumineszenzfähigkeit feststellt.

1) „Über das Wesen der Tribolumineszenz", diese Zeitschr. 18, 374, 1917.

An ZnS wird gewiß nichts zu bemerken sein, außer man würde das Experiment über sehr lange Zeiten machen. Denn auch Erwärmung bewirkt keine nennenswerte Veränderung während kurzer Zeit (man müßte hoch erhitzen können). Interessant wäre das Studium der roten Beleuchtung auf temporäre Tribophosphoren. Ich würde eine Verkürzung der Abklingungszeit erwarten.

Sicher hat auch die von Schmidt dargelegte Theorie viel für sich. Ihr Urheber vertritt die Ansicht, daß sich wie bei Flüssigkeiten, so auch bei Kristallen, elektrische Doppelschichten ausbilden können, und daß die beim Zerbrechen auftretenden freien Ladungen sich durch Funken ausgleichen. Die Funken erregen alsdann die Momentanbanden der Phosphoreszenz. Gegen Entladungen, welche die Phosphoreszenz erregen können, hege ich allerdings starke Bedenken. Ich habe nämlich an ZnS-Körnern von wenigen μ im Durchmesser beim Zerdrücken noch deutliche Tribolumineszenz bemerkt. Selbständige Ionenströmungen sind in Luftspalten, die in solchen Körnern bestehen können, kaum denkbar, während sich darüber, ob solche Entladungen eine dem Auge wahrnehmbare Lumineszenz hervorrufen würden, streiten ließe.

Zürich, den 27. Dezember 1918.

(Eingegangen 6. Januar 1919.)

ZUSAMMENFASSENDE BEARBEITUNGEN.

Die Bestätigung der Bohrschen Atomtheorie im optischen Spektrum durch Untersuchungen der unelastischen Zusammenstöße langsamer Elektronen mit Gasmolekülen.

Von J. Franck und G. Hertz*).

In einer Reihe von bis Mitte 1914 ausgeführten Arbeiten, die in einem Referat über Kinetik der Elektronen in dieser Zeitschrift zusammengefaßt sind[1]), haben wir zeigen können, daß in einatomigen Gasen ohne Elektronenaffinität, d. h. also in Edelgasen und Metalldämpfen, Elektronen bei Zusammenstößen mit den Atomen völlig elastisch reflektiert werden, bis sie eine gewisse Mindestgeschwindigkeit erlangt haben. Haben sie diese kritische Geschwindigkeit erreicht, so können sie beim Zusammenstoß ihre gesamte Energie verlieren. In Helium, Neon und Quecksilberdampf konnten wir ferner nachweisen, daß diese Energieschwelle übereinstimmt mit derjenigen, bei der wir eine Ionisation als Folge der Elektronenstöße im Gase beobachten konnten, und wir schlossen daher, daß diese von den stoßenden Elektronen an die Atome quantenmäßig übertragene Energie zur Ionisierung derselben verwandt würde. Einen Zusammenhang zwischen der Ionisierungsspannung und dem Energiequantum hatten Stark*) und wir schon lange vermutet, beim

*) Das Literaturverzeichnis befindet sich am Ende der Arbeit, S. 143.

*) J. Stark, diese Zeitschr. 9, 85, 1908. Im übrigen sei hier auf den Bericht, den J. Stark im Jahrbuch der Radioaktivität u. Elektronik 13, 395, 1916 gegeben hat, hingewiesen. Z. T. beschäftigt sich J. Stark naturgemäß mit der Darstellung derselben Probleme. Ein näheres Eingehen auf Starks z. T. ganz anders geartete Überlegungen ist hier nicht vorgesehen, da unsere Darstellung sich nur mit dem Zusammenhang der Ionisierung des nicht angeregten Atoms mit der Bohrschen Atomtheorie beschäftigt. Den gleichen Standpunkt nehmen wir hier auch gegenüber den wichtigen Arbeiten J. Starks über die Träger der Spektren chemischer Elemente ein, die in einem Bericht im Jahrbuch der Radioaktivität und Elek-

Quecksilberdampf ergab sich die Möglichkeit ihn direkt experimentell zu beweisen. Setzten wir die übertragbaren Mindestenergien gleich $h\nu$, so war von den bis dahin untersuchten Gasen nur bei Quecksilberdampf, wo die Energie von $4{,}9 \pm 0{,}1$ Voltstrahlen übertragen wurde, im erreichbaren Ultraviolett nachzuforschen, ob die der so berechneten Frequenz ν entsprechende Lichtstrahlung ausgesandt würde. In der Tat ist das der Fall. Rechnung und Experiment ergaben das alleinige Auftreten von Lichtstrahlung der Linie 2536 Å. Durch diese Arbeiten war es bewiesen, daß die kinetische Energie stoßender Elektronen zur Anregung von Elektronensprüngen äußerer Elektronen im Atom unter dem Energieverbrauch von $h\nu$ verwandt wird. Die zunächst auftretende Frage war die, wie die Energieübertragung stattfindet, wenn die Elektronen eine den Betrag $h\nu$ übersteigende kinetische Energie besitzen. Sie ist beantwortet worden durch eine bei Lenard durch Åkeson[2]) ausgeführte Experimentaluntersuchung. Aus ihr geht eindeutig hervor, daß dann der Betrag $h\nu$ abgegeben werden kann, während das stoßende Elektron den Restbetrag als kinetische Energie behält. Z. B. wurde beim Quecksilber ein Energieverlust der Elektronen von 5 Volt gefunden. Auf weitere Resultate dieser Arbeit kommen wir nachher zurück. Bei dieser Sachlage lag es nahe, die Bohrsche Atomtheorie auf diese Weise zu prüfen. Wendet man jedoch die gemachten Erfahrungen auf die Bohrsche Atomtheorie an, so sieht man, daß folgende Diskrepanzen bestehen. Ionisierung des normalen, nicht angeregten Atoms soll nach Bohr[3]) dann eintreten, wenn ein Elektron aus der äußersten im normalen Atom vorkommenden Quantenbahn ins Unendliche geworfen wird. Optisch ausgedrückt heißt das, die Ionisation findet statt bei Zuführung der Energie $h\nu_\infty$, wo ν_∞ die ultraviolette Grenzfrequenz der Absorptionsserie des nicht erregten Gases darstellt. Die Emission dieser Frequenz tritt dann ein, wenn das Elektron aus dem Unendlichen unmittelbar in seine ursprüngliche Quantenbahn zurückspringt. Beim Quecksilber ist die Linie 2536 Å, jedoch nicht die ultraviolette Grenzfrequenz, sondern vielmehr die langwelligste Linie, bei der im Quecksilberdampf bei Zimmertemperatur Absorption auftritt. Nach Paschens[4]) Arbeiten ist sie das erste rote Glied der Serie $1{,}5\,S - mp_2$ mit der ultravioletten Grenze $1{,}5\,S$ entsprechend 1187,98 Å. Die eigentliche Ionisierungsspannung müßte also bei $h\nu_{(1188)} \sim 10{,}4$ Volt liegen, wogegen bei 4,9 Volt nur der Sprung auf die nächste Quantenbahn mit Rückkehr unter Emission der Linie 2536 Å auftreten dürfte. Gerade so liegt es beim Helium. Hier haben wir $20{,}5 \pm 0{,}5$ Volt als ersten unelastischen Stoß und gleichzeitig als Ionisierungsspannung gemessen. Auch hier ist nach dem Bohrschen Atommodell ein Energieimpuls von 21 Volt nötig, um den ersten Sprung, also die erste rote Linie der weit im Ultravioletten verlaufenden Serie (die der Lyman-Serie des Wasserstoffs entspricht), anzuregen, während erst bei 28 Volt entsprechend der ultravioletten Grenze der Serie Ionisation eintreten dürfte. Eine ähnliche Diskrepanz wie bei Helium und Quecksilberdampf besteht bei Wasserstoff, worauf weiter unten bei Besprechung der Resultate an mehratomigen Gasen eingegangen wird. Bohr und später van der Bijl[5]) haben darauf hingewiesen, daß vielleicht die beobachtete Ionisation sekundären Ursprungs sei, da durch die entstehende ultraviolette Strahlung an den Elektroden ein lichtelektrischer Effekt hervorgerufen werden könnte. Dieser Einwand hat sich, wie weiter unten ausgeführt wird, bei Quecksilberdampf als berechtigt erwiesen. Bei Helium und Neon dagegen haben wir durch Aufnahme von Stromspannungskurven gezeigt, daß die Quellen der neu gebildeten Elektronen im Gase, und zwar in unmittelbarer Nähe derjenigen Stellen liegen, an denen die primären Elektronen ihre unelastischen Stöße erleiden, so daß der Photoeffekt an den Elektroden zur Erklärung dieser Erscheinung nicht ausreicht. Im übrigen aber war es vom Standpunkt der Stoßionisationstheorie durchaus unerklärlich, wie in Edelgasen und Metalldämpfen bei mehreren Atmosphären Druck und kleinem Potentialgefälle die Elektronen die zur Ionisierung nötige Energie gewinnen sollten, wenn in die große Reihe elastischer Zusammenstöße, die ein Elektron erleidet, bis es unter vielfacher Reflexion die Ionisierungsspannung durchfallen hat, sich vor Erreichung der Ionisierungsspannung unelastische Stöße einschieben. Dieser letzte Grund bewog uns, vorläufig an der Identität der Ionisierungsarbeit mit dem kleinsten durch Elektronenstoß an normale Atome übertragbaren Energiequant festzuhalten. Die Lösung der Schwierigkeiten behielten wir weiteren Experimenten in anderen Edelgasen und Metall-

tronik **14**, 139, 1917 zusammengefaßt sind. Auch dort handelt es sich zum allergrößten Teil um die Zuordnung der Serien zu ionisierten Molekülen; nur wo dort nicht ionisierte Moleküle behandelt werden, liegen z. T. Berührungspunkte vor, auf die wir weiter unten zurückkommen. Schließlich sei hier auch auf Lenards bekannte Arbeiten über die Lichtemission metalldampfhaltiger Flammen und über den Lichtbogen, die Becker im Jahrbuch der Radioaktivität und Elektronik **13**, 139, 1916 zusammenfaßt, hingewiesen. Auch dort wird natürlich öfters das vorliegende Problem von einer ganz andern Seite her beleuchtet.

dämpfen vor. In der seitdem verflossenen Zeit, die uns eigenes Experimentieren nicht gestattete, ist das Gebiet hauptsächlich von amerikanischen Physikern ausgebaut und erweitert worden, mit dem Ergebnis, daß die Bohrsche Atomtheorie sich auch hier gerade so glänzend bestätigt wie bei den Röntgenspektren und den Untersuchungen über die Feinstruktur der *He*-Linien.

I. Metalldämpfe.

1. Quecksilber, Zink, Kadmium. Wir haben oben erwähnt, daß die im normalen Atom durch Elektronenstöße anregbare Serie (bzw. Serien) mit den Absorptionsserien identisch sein müßten. Dieselbe Folgerung hat unseres Wissens zuerst J. Stark[6]) gezogen bei seinen Untersuchungen über die Zuordnung der Serien durch den Dopplereffekt von Kanalstrahlen. Im Quecksilberdampf von Zimmertemperatur sind das die Linien 2536 Å und 1849 Å, im Zinkdampf die Linien 3075,99 Å und 2139,3 Å, und im Kadmium die Linien 3260 Å und 2288 Å[7]). Die Spektren von Quecksilberdampf, Zink und Kadmium sind nach Paschen ganz analog gebaut. Die Linien 2536 Å, 3075,99 Å und 2139,3 Å sind gedeutet in Paschens Terminologie als $1{,}5\,S - 2p_2$, d. h. als erste rote Glieder der Serie $1{,}5\,S - mp_2$, mit der Grenze $1{,}5\,S$. Die Grenzen sind für Quecksilber 1188 Å, für Zink 1320 und für Kadmium 1378,69 Å. Die Linien 1849 Å, 2139 Å und 2288 Å sind die roten Anfangsglieder der Serie $1{,}5\,S - mP$ mit denselben ultravioletten Grenzen $1{,}5\,S$. Nach der Bohrschen Atomtheorie heißt das, beide Serien werden ausgesandt beim Zurückspringen von Elektronen auf dieselbe Grundbahn. Wenn diese Grundbahn die äußerste ist, die im unerregten Atom vorkommt, so entspricht sie dem, was man in der kinetischen Theorie als Atomquerschnitt bezeichnet, und langwelligere Absorptionslinien sollten ohne Anregung des Atoms dann nicht zu beobachten sein. Nach der Bohrschen Theorie muß man infolgedessen erwarten, daß jede Linie dieser beiden Serien $1{,}5\,S - mp_2$ und $1{,}5\,S - mP$ sich durch eine quantenhafte Übertragung der entsprechenden Energie durch Elektronenstoß und das Auftreten der entsprechenden Strahlung nachweisen läßt. Bei der der Grenze der Serie entsprechenden Energie sollten die ganzen Serien auftreten, wenn man Wiedervereinigung zuläßt oder überhaupt keine Strahlung, wenn man durch Anwendung von Feldern die Wiedervereinigung hindert. Experimentell läßt es sich nicht durchführen, im Gase nur Elektronen gegebener kleiner Geschwindigkeit zu haben, vielmehr hat man alle Geschwindigkeiten bis zu einer gegebenen oberen Grenze, daher muß dann bei wachsender Geschwindigkeit der Elektronen eine Linie nach der anderen hinzukommen bis zur Seriengrenze. Zwei Möglichkeiten der Untersuchung stehen nun offen, die wir im folgenden mit Methode I und Methode II bezeichnen wollen. Bei Methode I beschleunigt man die Elektronen in so dichtem Gase und bei so kleinen Feldstärken, daß sie, wie oben ausgeführt, nur unter vielfachen elastischen Zusammenstößen ihre Energie gewinnen können. Auf einem freien Wege durchfallen sie also nur eine äußerst kleine Potentialdifferenz. Infolgedessen können sie nur eine kinetische Energie gewinnen, die sich nur sehr wenig von der ersten übertragbaren Energieschwelle unterscheidet. Dabei ist es ganz gleichgültig, ob dieser Energiesprung oft oder weniger oft vorkommt, da sehr viele Zusammenstöße nur einem kleinen Energiezuwachs entsprechen. Man kann also auf diese Art nur den ersten möglichen Elektronensprung zu finden erwarten, diesen aber mit großer Sicherheit. Bei Methode II beschleunigt man die Elektronen auf einem freien Wege, d. h. man läßt sie die beschleunigende Spannung ohne Zusammenstöße frei durchfallen und läßt sie dann z. B. durch ein Drahtnetz in das Gas eintreten. Auf diese Weise kann man alle Geschwindigkeiten der Elektronen (bis zum Eintreten einer selbständigen Entladung) erzeugen, also auch alle Sprünge beobachten. Man findet aber, da man im wesentlichen nur die ersten Zusammenstöße der Elektronen mit den Molekülen ausnutzen kann, natürlich nur die oft vorkommenden Sprünge und übersieht die selten vorkommenden.

Wir wollen nun sehen, wie weit die Experimente mit den Forderungen der Theorie übereinstimmen. Mac Lennan[8]) hat mit einer Reihe von Mitarbeitern die Anregung von Licht im Quecksilber-, Zink- und Kadmiumdampf nach Methode I untersucht. Er bestätigt im Quecksilberdampf unser Resultat, daß oberhalb 5 Volt bis zum Einsetzen des Lichtbogens nur die Linie 2536 Å zu erhalten ist. Im Zink- und Kadmiumdampf treten, wie zu erwarten war, nur die entsprechenden Linien 3075 Å bzw. 3260 Å auf, und zwar mit Klemmenspannungen oberhalb 4 Volt. Die genauen Energiesprünge wurden nicht gemessen, sondern in Analogie zu unseren Erfahrungen mit dem Quecksilberdampf nach der Quantentheorie berechnet. Es ergibt sich:

	λ	Volt
Hg	2536,7	4,9
Zn	3075,99	3,96
Cd	3260,17	3,74

Eine umfassendere Wiederholung unserer Versuche mit Quecksilberdampf nahm dann Tate[9]) vor, insofern er außer der Lichterregung auch noch den beim unelastischen Stoß übertragenen Energiebetrag bestimmte. Er findet Emission der Linie 2536 bei $4,9 \pm 0,3$ Volt, was in Übereinstimmung mit unserem Wert ist. Da er offenbar niedrigere Drucke verwandt hat als wir, so ist die Genauigkeit seiner Bestimmung geringer als unsere (0,3 Volt gegen 0,1 Volt). Dagegen beobachtet er auf diese Weise das erste Mal eine Andeutung eines zweiten Energiesprunges. Er geht deshalb dazu über, eine Stromspannungskurve im Quecksilberdampf aufzunehmen zwischen einem Glühdraht als Kathode und einer gewöhnlichen Metallanode, und zwar wie das Resultat zeigt, bei so tiefen Dampfdrucken, daß die Anordnung der Methode II entspricht. Es ergibt sich so eine Kurve, bei welcher bei 4,9 Volt kein Knick beobachtet wird, wohl aber ein deutlicher Knick bei $10 \pm 0,3$ Volt. Dieser Wert stimmt gut überein mit dem aus $h\nu_\infty$ der Absorptionsserie berechneten. Denn aus Paschens Wert 1188 Å für die Grenze dieser Serien ergibt sich als theoretischer Wert für die Ionisierungsspannung 10,3 Volt. Goucher[10]), der mit ähnlicher Apparatur, aber nach Methode I die Stromspannungskurve maß, erhielt infolgedessen nur den Knick bei 4,9 Volt. Nach Methode II bestimmte Goucher ferner das erste Auftreten der Ionisation im Quecksilberdampf mit der Lenardschen Anordnung in der von v. Baeyer[11]) angegebenen und von uns benutzten Form und fand ebenfalls die erste Ionisation bei 4,9 Volt. Das gleiche fanden Newman[12]) und Pawlow[13]).

Der Vollständigkeit halber sei noch erwähnt, daß Mac Lennan mit seinen Schülern auch Quecksilber, Zink und Kadmium im Bunsenbrenner untersucht hat. Er fand wiederum als einzige Linien die oben erwähnten, jedoch bei Kadmium bei starkem Brennen auch 2288,79 Å, welche sich, wie oben erwähnt, auch im Absorptionsspektrum des Kadmiumdampfes findet. Eine weitere Untersuchung beschäftigt sich mit der durch Einbringen dieser Metalle in die Flamme hervorgerufenen Ionisation. Die Resultate sind verschieden für die verschiedenen Metalle, kommen aber hier nicht in Betracht, da nicht zu ersehen ist, inwieweit es sich bei der Flamme um unangeregte Metallatome handelt*).

*) Viel direktere Schlüsse als durch die Untersuchung der Leitfähigkeit der Flamme lassen sich unseres Ermessens nach der von Lenard angegebenen Methode der Untersuchung der Ablenkung leuchtender Teile der Flamme durch elektrische Felder machen (siehe den in der Anmerkung auf S. 133 zitierten Bericht von Becker).

Einen wesentlichen Fortschritt brachte dann die Arbeit von Bergen, Davis und Goucher[14]) im August 1917. Sie haben durch einen sinnreichen und einfachen Kunstgriff die Lenardsche Anordnung zur Messung der Ionisierungsspannung so ausgestaltet, daß man zwischen photoelektrisch an den Elektroden erzeugter Ionisation und wirklicher Stoßionisation unterscheiden kann. Gearbeitet wurde mit Methode II in dem oben angegebenen Sinne. Das Prinzip der Lenardschen Anordnung ist kurz folgendes: Elektronen werden auf einem freien Wege bis zu bekannten Geschwindigkeiten beschleunigt und durch ein Drahtnetz in einen Raum hineingeschossen, in welchem sie durch ein Gegenfeld abgebremst und zur Umkehr gezwungen werden, ehe sie die Anfangselektrode erreichen. Ladungen, und zwar positive Aufladungen der Auffangselektrode können dann erst auftreten, wenn die Elektronen auf ihrer Bahn zwischen Drahtnetz und Auffangsplatte Moleküle ionisieren, da die so gebildeten positiven Ionen durch das Feld getrieben zur Auffangplatte wandern. So kann man das Grenzpotential bestimmen, bei dem zuerst Ionisation auftritt, und das war auch die Methode, mit welcher wir zuerst zu sauberen Messungen gelangten. Läßt man von der Ionisierungsspannung an die Geschwindigkeit der Primärelektronen weiter wachsen, so kann man feststellen, ob die so erhaltene Stromspannungskurve stetig weiter ansteigt oder Knicke hat. Knicke sprechen dann entweder für eine Verunreinigung mit höherer Ionisierungsspannung im untersuchten Gase (siehe unsere Messungen an Helium) oder für eine zweite, dritte usw. Ionisierungsstufe des untersuchten Gases. Hierbei ist nun nicht berücksichtigt, wie Bohr und van der Bijl mit Recht hervorgehoben haben, daß die Elektronen auch Licht erzeugen können, welches auf die Auffangsplatte photoelektrisch wirkt. Diese verliert dann von einer gegebenen Geschwindigkeit der Primärelektronen an negative Ladung, d. h. sie ladet sich positiv auf, und jedes Neuauftauchen von lichtelektrisch wirksamen Linien gibt einen Knick in der Kurve der positiven Aufladung. Ob lichtelektrisch wirksame Strahlung oder Stoßionisation vorliegt, kann man nach Bergens, Davis' und Gouchers Vorgang unterscheiden, indem man vor der Auffangelektrode noch ein zweites Drahtnetz anbringt. Verbindet man dies mit der Auffangplatte direkt, so hat man die alte Anordnung. Schaltet man aber zwischen das neue Netz und den Auffänger ein schwaches Feld ein, das die lichtelektrisch am Auffänger ausgelösten Elektronen zurückbiegt, nicht aber genügt, um die positiven Ionen, die zwischen

erstem und zweitem Drahtnetz eine starke Beschleunigung erfahren haben, zurückzuhalten, so bekommt man bis zum Eintritt der wahren Stoßionisation nur die photoelektrisch am Drahtnetz ausgelösten Elektronen auf den Auffänger; man erhält also negative Anfladung mit Knicken in der Kurve bei jedem Auftauchen einer neuen, lichtelektrisch wirksamen Linie. Beim Eintritt der wahren Ionisation geht dann die Kurve steil durch die Abszissenlinie hindurch zu positiven Aufladungen. Die reine Strahlungskurve, auch über das Potential hinaus, bei dem Ionisation einsetzt, kann man messen mit entsprechend hohen Gegenfeldern, welche auch die schnellen positiven Ionen zur Umkehr bringen. So gelang es Bergen, Davis und Goucher zu zeigen, daß bei 4,9 Volt nur Strahlung auftritt, die natürlich der Linie 2536 Å zuzuschreiben ist. Bei 6,7 Volt wurde ein ruckweises Ansteigen der Strahlungskurve gefunden, ebenfalls ohne Auftreten von Stoßionisation. Berechnet man aus diesem Knick durch Benutzung der $h\nu$-Beziehung die Frequenz des ausgesandten Lichtes, so kommt man zur Linie 1849 Å, deren Auftreten nach obigem zu erwarten war. Bei 10,2 Volt tritt wahre Stoßionisation ohne neue Strahlung ein, also bei dem theoretisch erwarteten Wert, der sich aus der Grenzfrequenz der beiden Serien berechnet, von denen 2536 Å und 1849 Å je die ersten roten Glieder sind. Daß bei 10,2 Volt keine neue Strahlung auftritt, ist ebenfalls im Einklang mit der Theorie, da in den starken Feldern eine Wiedervereinigung und damit eine verstärkte Emission der Serienstrahlung ausgeschlossen war. Es wäre gut, wenn das Auftreten von 1849 Å auch spektroskopisch nachgewiesen würde, aber am Resultate dieser sauber ausgeführten Arbeit besteht wohl kein Zweifel. Zu erwähnen sind dann noch zwei weitere Bestätigungen dieses Wertes der Ionisierungsspannung der Quecksilberatome. Hughes und Dixon[15]) erhielten 10,2 Volt und Bishop[16]) 10,27 Volt. Die Autoren arbeiteten nach der unveränderten Lenardschen Anordnung, also mit der Methode II. Die unterhalb 10,3 liegenden, durch Photoeffekt bedingten Anfladungen sind in diesen Arbeiten nicht beobachtet, da anscheinend die Empfindlichkeit der Anordnung nicht genügte, um sie nachzuweisen. In Übereinstimmung mit diesem neuen Werte der Ionisierungsspannung ist ferner die kurzwellige Grenze der Emission im Quecksilberdampf, die von Richardson und Bazzoni[17]) festgestellt wurde. Ihr Verfahren war dabei, in einem Quarzrohrsystem in einem Teile der Anordnung eine Entladung in Quecksilberdampf zu erzeugen und in einem anderen, damit direkt verbundenen die größte Anfangsgeschwindigkeit der durch das Licht der Entladung ausgelösten Elektronen zu untersuchen. Aus der Einsteinschen Gleichung $h\nu - P = V$, wo P die Austrittsarbeit aus dem betreffenden Metall bedeutet, wird die kurzwellige Grenze berechnet. Wegen der Absorption im Gase selbst mußte bei tiefen Drucken gearbeitet werden. Die Anfangsgeschwindigkeit der Elektronen wurde bestimmt durch Ausmessung der Kreise, in welche ihre Bahnen durch bekannte Magnetfelder umgebogen wurden. Im Quecksilberdampf ergab sich als kurzwellige Grenze des Spektrums ein Wert zwischen 1200 und 1000 Å, der mit dem zu erwartenden Wert 1188 Å (den die Verfasser anscheinend nicht kannten) im Einklang ist.

Für Zink und Kadmium liegen neuere direkte Messungen aus dem Juli 1918 von Tate und Foote[18]) vor. Leider war es uns bisher nicht möglich, die Originalarbeiten einzusehen. Soweit aus einem Bericht aus dem Chemischen Zentralblatt ersichtlich ist, haben die Verfasser die gleiche Anordnung wie Bergen, Davis und Goucher für ihre Untersuchung gewählt. Die Resultate sind vollkommen in Übereinstimmung mit den obigen Daten. Im Kadmium ist die erste Energieschwelle bei 3,88 Volt erreicht, was der Linie 3260,17 Å entspricht; die Ionisierungsspannung wurde zu 8,92 Volt bestimmt, während aus $1{,}5\ S \sim 1378{,}69$ Å sich 8,95 Volt berechnet. Im Zink liegt die erste Stufe bei 4,1 Volt, entsprechend 3075,99 Å und die Ionisierungsspannung bei 9,5 Volt, während die Berechnung aus $1{,}5\ S \sim 1319{,}95$ Å 9,3 Volt ergeben würde.

Bestehen bleibt die oben erwähnte Schwierigkeit, einzusehen, wie in dichtem Metalldampf ein Lichtbogen bestehen kann, wenn z. B. im Quecksilberdampf vor Erreichung der Ionisierungsspannung bei 10,3 Volt die unelastischen Stöße schon bei 4,9 Volt die Energie aufnehmen. Diese Schwierigkeit war es ja gerade, die uns zur Annahme von 4,9 Volt als Ionisierungsspannung veranlaßte. Auch diese Frage ist viel diskutiert und bearbeitet worden. Mac Lennan fand bei seinen oben erwähnten Versuchen, bei denen er als Elektronenquelle einen gewöhnlichen Glühdraht verwandte, Zündspannungen des Lichtbogens in Quecksilber-, Zink- und Kadmiumdampf zwischen 12 und 15 Volt. Diese Spannungen sah er ursprünglich als zweite Ionisierungsstufe, später als wahre, nur roh bestimmte Ionisierungsspannung an, da sie angenähert mit den aus den Endgliedern der Serien berechneten übereinstimmen. Millikan[19]) dagegen, der sehr kräftige Glühdrähte mit hoher Glut, also sehr starke Elektronenemission verwandte, fand, daß der Lichtbogen schon bei 5 Volt einsetzt. Sein Schüler Hebb[20]) hat sogar schon bei 3 Volt einen Lichtbogen er-

halten, gibt aber gleichzeitig an, daß die Anfangsgeschwindigkeit der von einer Wehneltkathode ausgehenden Elektronen über 2,3 Volt betragen habe. Mac Lennan, der dann die Versuche wiederholte, kam zum gleichen Ergebnis wie Millikan, so daß das Resultat feststeht, daß im Quecksilberdampf bei 5 Volt ein Lichtbogen brennt, wenn man einen kräftigen Elektronenstrom in das Gas schickt. Dies ist übrigens durchaus in Übereinstimmung mit einer älteren Arbeit über den Quecksilberlichtbogen von J. Stark, T. Retschinsky und A. Schaposchnikoff[21]) die als Anodenfall 5 Volt fanden und diesen Anodenfall mit der Ionisierungsspannung identisch erklärten. Beseitigt man den Kathodenfall durch kräftige Elektronenemission, so bleibt bei dem nicht in Betracht kommenden Gefälle in dem kurzen Bogen selbst nur der Anodenfall übrig. Ferner hat Hebb eben vor dem Einsetzen des Lichtbogens, d. h. also bei Elektronengeschwindigkeiten von 4,9 Volt bei besonders starkem Elektronenstrom eine Andeutung der Serie 3125 Å, 2652 Å, 2482 Å (mit der Grenze 2234 Å) auf seiner Photographie erhalten neben der äußerst kräftigen Emission der Linie 2536 Å. Es ist das Verdienst von van der Bijl[22]), gezeigt zu haben, daß diese Tatsachen nicht nur mit dem obigen in Einklang zu bringen sind, sondern vielmehr eine direkte Folgerung der Bohrschen Theorie darstellen. Bisher haben wir nur von den unerregten Atomen, d. h. solchen, deren äußerste Quantenbahn dem normalen Atom zukommt, gesprochen. Wird aber ein Atom durch einen 4,9 Voltstrahl getroffen, so springt das Elektron auf die nächste Bahn; wird es nun wieder getroffen, ehe es unter Ausstrahlung der Linie 2536 Å zurückgefallen ist, so kann es in die nächste Bahn springen usf., bis es die zur Ionisierung nötige Energie von 10,3 Volt gewonnen hat. Van der Bijl weist darauf hin, daß nach der Kosselschen Frequenzbedingung, die identisch ist mit der Rydberg-Schusterschen Regel, für die Grenzen der Serien

$$\nu_{\infty_n} = \nu_{d_n} + \nu_{\omega_{n+1}}$$

die den ersten folgenden Sprünge immer weniger Energie verbrauchen. Auf diese Weise kann dann neben der zum Lichtbogen notwendigen Ionisation auch die Emission aller röteren und violetteren Linien als 2536 Å eintreten*). Interessant ist die Frage, ob auf diese Weise die zur Ionisation führende Spannung noch unter 4,9 Volt sinken kann; van der Bijl hält das für möglich. Wir sehen jedoch nicht, wie ohne dauernde Anregung des 4,9 Voltstoßes das Atom aus seinem Normalzustande herauskommen kann. Es gibt nur die Möglichkeit, daß die Quantenbahnen und mit ihnen auch der erste Elektronensprung sich unter Einwirkung der Zusammenstöße selbst verändern. Das scheint geschlossen aus der starken Verbreiterung der Absorptionslinie 2536 Å mit wachsendem Druck in gewissen Grenzen möglich. Die Änderung kann nicht sehr groß sein, sollte sich aber doch nachweisen lassen. Wir hoffen durch Untersuchung dieses Punktes zu der Frage, ob die optische Absorption kontinuierlich oder quantenhaft erfolgt, einen Beitrag liefern zu können.

Auf die von Hebb vor Eintreten des Lichtbogens beobachteten schwachen Linien möchten wir noch besonders hinweisen. Millikan selbst hat erwähnt, daß die Grenze dieser Serie 2234 Å sich nach der Rydberg-Schusterschen Regel aus der Seriengrenze $1{,}5\,S \sim 1188$ Å und der Linie 2536 Å errechnet, da

$$\frac{1}{1188} - \frac{1}{2536} = \frac{1}{x} \quad \text{für } x \text{ den Wert } x = 2234$$

ergibt. Nach der Bohrschen Theorie heißt das aber nichts anderes, als daß die durch einen 4,9 Voltsprung sich ergebende neue Quantenbahn die Ausgangsbahn ist für die obige Serie. Interessant wäre es, aus den Experimenten auszurechnen, ob die Wahrscheinlichkeit dafür, daß ein Atom im erregten Zustand ein zweites oder drittes Mal von Elektronen getroffen wird, groß genug ist, um diese Deutung zu rechtfertigen, wenn man als mitt lere Lebensdauer eines erregten Atoms (d. h. als mittlere Zeit zwischen Energieaufnahme und -abgabe) den von Stern und Vollmer neuerdings abgeleiteten Wert von 10^{-8} sec einsetzt*). Leider genügen jedoch die aus Hebbs Arbeit ersichtlichen Daten noch nicht zur Ausführung der Rechnung. Eine genauere Untersuchung des Intensitätsverhältnisses von der Linie 2536 Å zur mit ihr gekoppelten Serie unter gleichzeitiger Messung der Geschwindigkeitsverteilung der erregenden Elektronen würde wichtige Schlüsse ergeben können. Eine derartige Untersuchung ist von uns geplant. Hierher gehört auch offenbar die Deutung der Versuche von Rau[23]), Gehrcke u. Seeliger[23]) u. Holm[23]). Wenn z. B. Rau das Auftreten der Linie 4358 Å im Quecksilberdampf bei 8 Volt, also unterhalb der Ionisierungsspannung beobachtet, so handelt es sich ebenfalls nicht um einen Elementarprozeß am

*) Diese aus der Bohrschen Theorie sich ergebende Vorstellung berührt sich mit der älteren Starkschen Auffassung der partiellen Ionisierung, wie sie z. B. nach Starks Theorie durch Fluoreszenzerregung hervorgerufen werden soll (Ann. d. Phys. **41**, 728, 1913).

*) Die betreffende Arbeit wird demnächst in dieser Zeitschrift erscheinen. Wir entnehmen dieses Resultat aus dem Manuskript, das uns die beiden Herren freundlicherweise zur Einsicht überlassen haben.

normalen Atom, sondern andere Sprünge von einer Quantenbahn zur andern müssen an demselben Atom vorausgegangen sein. Verständlich ist hiernach auch, warum gerade im Hochdrucklichtbogen des Quecksilberdampfes die von Rubens und von Baeyer aufgefundene äußerst langwellige Strahlung von 0,3 mm Wellenlänge auftritt. Damit der dieser Frequenz entsprechende Elektronenpunkt häufig genug vorkommen kann, muß eine so große Zahl von Atomen mit anormal weit draußen liegenden Quantenbahnen vorhanden sein, wie sie besonders im Quecksilberlichtbogen* mit seinen intensiven Ionisations- und Wiedervereinigungsprozessen vorkommt. Bogen anderer schwerer Metalle und auch Bogen in Edelgasen sollten ähnlich langwellige Strahlung ergeben.

Ein weiterer Einwand ist ferner von Mac Lennan auf Grund von Absorptionsmessungen seines Mitarbeites Dearle[24]) erhoben worden. Dearle fand im Quecksilberdampf von Zimmertemperatur eine sehr schwache, aber deutlich nachweisbare Absorption im ultraroten Gebiete bei $\lambda = 1{,}014\ \mu$; im Zinkdampf bei entsprechendem Dampfdruck eine Absorption bei $1{,}10554\ \mu$ und im Kadmium eine Absorption bei $1{,}039517\ \mu$. Da diese Linien den Serien $2{,}5\,S - nP$ angehören, mit den Grenzen bei 4937 Å, 5007 Å und 5201 Å, so hält es Mac Lennan trotz der oben beschriebenen Experimente für möglich, daß die diesen Grenzen entsprechenden Ionisierungsspannungen von 2,51 Volt, 2,48 Volt und 2,39 Volt die wahren seien. Diese Möglichkeit wird man nach unseren obigen Ausführungen für sehr unwahrscheinlich erachten müssen. Völlig widerlegt wird sie durch die nach Methode I ausgeführten Arbeiten, die mit Sicherheit die den Ionisierungsspannungen und auch die den ersten roten Absorptionslinien entsprechenden Energieverluste von ca. 1 Volt hätten ergeben müssen. Unseres Ermessens wird sich auch diese Schwierigkeit auf ähnlicher Grundlage wie die oben erwähnte lösen lassen. Einen starken Anhalt sehen wir im folgenden: Die erwähnten Absorptionslinien gehören außer zur oben genannten Serie noch zur zweiten Nebenserie, und zwar sind sie hier die Glieder $2\,P - 2\,S$. Die Grenze dieser Serie liegt bei 3321 Å. Zu ihr gelangt man nach dem Rydberg-Schusterschen Gesetz aus der Grenze der Hauptserie weniger der Frequenz des ersten Gliedes der Hauptserie. So ist z. B. beim Quecksilber

$$\frac{1}{1188} - \frac{1}{1849} = \frac{1}{3321}.$$

Es muß sich also um eine Absorption von durch Licht der Linie 1849 Å angeregten Quecksilberatomen handeln. Betrachtet man auf diese Möglichkeit hin Dearles Anordnung, so zeigt sich, daß Dearle mit unzerlegtem Licht gearbeitet hat. Das gesamte Licht des Nernstbrenners ging durch das aus Quarz hergestellte Absorptionsgefäß hindurch. Bei der sehr starken Absorption der Linie 1849 Å wird man daher annehmen dürfen, daß die Energie dieser Frequenz des kontinuierlichen Spektrums genügt hat, um die gekoppelte ultrarote Absorption anzuregen. Wir sind zurzeit mit dem Versuch, dies nachzuweisen, beschäftigt.

2. Erdalkalimetalle.

a) Magnesium. Das Absorptionsspektrum des nicht erregten Magnesiumdampfes unterscheidet sich von denen des Quecksilbers, Zinks und Kadmiums dadurch, daß nur die Anfangsglieder der Einfach-Linien-Serien $= 1{,}5\,S - nP$ beobachtet worden sind. Es fehlen also Linien, die der Linie 2536 Å im Quecksilber entsprechen. Die ersten beiden Glieder der Einfach-Linien-Serie sind nach Lorenser[25]) die Linien 2852,22 Å und 2026,46 Å. Die Grenze der Serie ist $1{,}5\,S \sim 1621{,}7$ Å. Nach Methode I beobachtete Mac Lennan naturgemäß nur die Anregung der Linie 2852,22 Å durch Elektronenstöße von ca. 5 Volt an bis zum Einsetzen des Lichtbogens. Die $h\nu$-Beziehung läßt den ersten unelastischen Stoß bei 4,28 Volt erwarten. Aus der Grenze 1621,7 Å berechnet sich dann die Ionisierungsspannung zu 7,5 Volt. Man darf hieraus schließen, daß auch beim Magnesium die Serie der Einfach-Linien die für die Ionisation des normalen Atoms wesentliche ist. Die Linie 2852 Å scheint in noch stärkerem Maße wie die Quecksilberlinie 2536 Å zur Verbreiterung zu neigen. Man wird also auch an ihr wiederum untersuchen können, inwiefern einer verbreiterten Linie eine Änderung des Quantensprunges entspricht.

b) Barium, Strontium, Kalzium. Nimmt man nach den beschriebenen Experimenten es als erwiesen an, daß die Grenze der Einfach-Linien-Serie für alle in derselben Kolumne des periodischen Systems stehenden Elemente die für die Ionisation wesentliche ist, so kann man mit Mac Lennan auch für die übrigen Erdalkalimetalle aus dem bekannten Spektrum die Ionisisierungsspannung berechnen. So erhält man für

	λ_∞ entspr. $\nu = 1{,}5\,S$	Ionis.-Spannung
Barium	2408,0 Å	5,15 Volt
Strontium	2177,5 „	5,7 „
Kalzium	2028,2 „	6,12 „

Mac Lennan selbst diskutiert wegen der oben erwähnten Resultate, die Dearle bei der

Absorption von Quecksilber-, Zink- und Kadmiumdampf erhalten hat, die Möglichkeit, daß auch $\nu_x = 2,5\ S$ die Seriengrenze ist, aus der sich die Ionisierungsspannung berechnet. Hierauf gehen wir wegen der oben erwähnten Gegengründe nicht näher ein.

3. Alkalimetalle.

Bei den Alkalimetallen tritt in der Emission bekanntlich nur das vollständige System der Dupletts auf. Die Hauptserie ist auch diejenige, die sich als Absorptionsserie in großer Vollkommenheit [Wood[26]) hat 48 Glieder beobachtet] zeigt. Man wird naturgemäß also diese Duplethauptserie als die mit der Ionisierungsspannung des unerregten Atoms verbundene ansehen müssen. Zu derselben Anschauung gelangte auch Lenard, welcher auf Grund von Beobachtungen in Flammen die Hauptserien der Alkalimetalle den ungeladenen Atomen zuordnete. Man darf unserer Meinung nach auch nicht an dieser Anschauung irre werden durch das ungeheuer komplizierte übrige Absorptions- und Fluoreszenzspektrum des Natriumdampfes, das bis ins Ultrarote hineinreicht. Denn, was — wie oben erwähnt — für die Absorptionsspektra von Quecksilber, Zink und Kadmium gilt, nämlich, daß man bei Untersuchung der Absorption mit zerlegtem Licht arbeiten muß, um nicht erregte Atome zu bekommen, gilt in wesentlich verstärktem Maße für die Alkalimetalle, bei denen der primär angeregte Sprung im gelben oder gar roten Gebiet liegt. Im Gegenteil dürften z. B. aus der von Wood gefundenen Anregung der *D*-Linien durch kurzwelliges Licht und ähnlichen anderen Beobachtungen besonders interessante Bestätigungen der Bohrschen Theorie sich ergeben. Auch vor chemischen Einflüssen muß man sich naturgemäß bei diesen leicht reagierenden Substanzen sehr hüten; so hat z. B. schon Dunoyer[27]) bei Wiederholung der Woodschen Versuche über die Resonanzspektra des Natriums gefunden, daß bei Vermeidung von verunreinigenden Gasen vom Resonanzspektrum nur die Resonanz der *D*-Linie übrig bleibt. Füchtbauer, Hoffmann u. Schell[28]) haben bekanntlich in schöner Weise bei ihrer Untersuchung der Dämpfung der Absorptionslinien der Alkalimetalle diesen Bedingungen genügt. Eine Durchmusterung des Spektrums mit zerlegtem Licht auf Absorption durch die Dämpfe der Alkalimetalle mit allen Vorsichtsmaßregeln ist uns nicht bekannt. Sie dürfte, wenn die Hauptserie für die Ionisierungsspannung der nicht erregten Atome in Frage kommt, Absorption erst von den roten Grenzen der Hauptserien an zeigen.

Auch auf die am Ende der Serien sich anschließende kontinuierliche Absorption sei hier hingewiesen, auf deren wichtigen Zusammenhang mit der Quantentheorie in Analogie zu den Absorptionsbanden der *K*-Strahlen Debye[29]) besonders aufmerksam gemacht hat. Für die Untersuchung der Energieübertragung durch Elektronenstöße würde dem optischen Verhalten analog zu folgern sein, daß oberhalb der Ionisierungsspannung alle möglichen Werte der kinetischen Energie in einem Elementarprozeß aufgenommen werden. Das läßt sich experimentell durchaus prüfen.

Direkte Messungen der Ionisierungsspannung liegen von Tate und Foote vor. Sie sind in derselben Arbeit beschrieben, wie die Messung der Ionisierungsspannung von Zink und Kadmium. Für Natrium finden sie nach dem oben zitierten Referat als ersten Sprung 2,12 Volt, entsprechend 5893 Å (*D*-Linie) und die Ionisierungsspannung bei 5,13 Volt, was genau mit dem Wert übereinstimmt, der sich aus der Grenze der Hauptserie 2413 Å berechnet. Beim Kalium finden sie den ersten Sprung bei 1,55 Volt, entsprechend 7685 Å (der bekannten roten *K*-Linie), und die Ionisierungsspannung bei 4,1 Volt, während sich aus der Grenze 2865 Å ein Wert von 4,3 Volt berechnet. Der Vollständigkeit halber sei erwähnt, daß Wood spektroskopisch die untere Grenze der Elektronengeschwindigkeit, mit welcher die *D*-Linien angeregt werden, zu ermitteln gesucht hat. Er findet noch unter 1 Volt Klemmenspannung zwischen Glühdraht und Anode das Auftreten der *D*-Linien. Nähere Angaben über die Anfangsgeschwindigkeit und die Zahl der emittierten Elektronen sind aus der Arbeit nicht ersichtlich, so daß dieses Resultat uns noch nicht gegen das von Tate und Foote gefundene zu sprechen scheint. In einer im hiesigen Institut in Vorbereitung befindlichen Arbeit soll hierauf näher eingegangen werden.

Für Rubidium und Cäsium liegen noch keine direkten Messungen vor. Man kann vorläufig die Werte ausrechnen aus den Grenzen der Hauptserien dieser Metalle. Es ergibt sich für

	λ_∞	Ionis. Spannung
Cäsium	= 3184 Å	3,9 Volt
Rubidium	2968 „	4,1 „
Lithium	2299,7 „	5,3 „

Zu bemerken ist hierbei, daß ein einfacher Zusammenhang mit den Frequenzen des selektiven Photoeffekts von Pohl und Pringsheim[30]) offenbar nicht besteht.

II. Edelgase.

Bei den Edelgasen ist die experimentelle

Untersuchung nicht wesentlich über unsere Resultate hinausgekommen, trotz einer Anzahl hierüber ausgeführter Untersuchungen. Über das Absorptionsspektrum der nicht erregten Edelgase scheint nur die völlige Durchsichtigkeit des unerregten Gases bis ins äußerste Ultraviolett bekannt zu sein. Von größtem Interesse ist das Helium, da es ja das einzige Element ist, von dem man sagen kann, daß wir seinen Aufbau mit großer Wahrscheinlichkeit gut kennen. Nach Bohr muß der erste Sprung des Elektrons aus der ersten Quantenbahn bei 21 Volt liegen, die Serie des unerregten Atoms also als langwelligstes rotes Glied eine Linie von ungefähr 590 Å haben. Die Grenze der Serie sollte bei 420 Å liegen, entsprechend der Ionisierungsspannung von 29 Volt. Wir hatten den ersten unelastischen Stoß bei 20,5 ± 0,5 Volt gefunden, ihn aber im Gegensatz zu obigem mit der Ionisierungsspannung identifiziert. Nach denselben drei verschiedenen Methoden sind Pawlow, Bazzoni[31]) und Benade[32]) zu einem Resultat gekommen, das mit unserem völlig übereinstimmt. Man wird nun analoge Schlüsse, wie bei den Metalldämpfen ziehen müssen, um aus dieser Schwierigkeit herauszukommen. Vor allen Dingen ist es nötig, nach Methode II die Strahlen höherer Geschwindigkeit zu untersuchen, um die Abtrennungsarbeit des ersten und des zweiten Elektrons zu finden. Hiermit sind wir beschäftigt. Mit der Deutung der bisherigen Experimente durch Photoeffekt an den Elektroden wird man nicht einfach auskommen, da die nach Methode II gewonnenen Stromspannungskurven schwerlich so zu deuten sind. Man muß vielmehr das Auftreten einer Ionisation im Gase annehmen. Aber auch diese wird sicherlich sekundär durch das äußerst kurzwellige Licht bedingt sein. Natürlich kann dieses nicht die Heliumatome, wohl aber Verunreinigungen ionisieren, die nie vollkommen auszuschließen sind und deren Ionisierungsspannungen sämtlich unter 20 Volt liegen. Über Neon und Argon, bei denen nach unseren Messungen der erste unelastische Stoß bei 16 bzw. bei 12 Volt liegt, liegen keine neuen Erfahrungen vor.

Richardson und Bazzoni haben für Helium nach dem oben angeführten Verfahren die ultraviolette Grenze der Lichtemission untersucht und finden sie zwischen 470 Å und 420 Å, worin sie mit Recht eine gute Bestätigung der Bohrschen Theorie sehen. Ein besonders schönes Beispiel für Absorption von angeregten Gasen bieten die bekannten Untersuchungen von Paschen[33]), über die Resonanz ionisierten Heliums bei $\lambda = 1{,}083\ \mu$.

III. Mehratomige Gase.

Bei den mehratomigen Gasen ist die Untersuchung noch lange nicht so weit gediehen wie bei den einatomigen. Das liegt hauptsächlich an den hierbei auftretenden experimentellen Schwierigkeiten. Gearbeitet kann nur werden mit der Methode II, da die Zusammenstöße von Elektronen aller Geschwindigkeiten nicht völlig elastisch sind. Wir haben früher zeigen können, daß unterhalb der Geschwindigkeit, bei der eine solche quantenmäßige Energieübertragung einsetzt, wie sie hier besprochen wurde, Zusammenstöße mit Energieverlust, sogenannte halbelastische Zusammenstöße stattfinden. Der bei ihnen eintretende mittlere Energieverlust ist um so größer, je größer die Elektronenaffinität des betreffenden Gases ist. Diese Größe, die man am besten als die Dissoziationsarbeit definiert, die am negativen Ion zu leisten ist, um es in ein neutrales Molekül und ein freies Elektron zu spalten, hat sich bisher leider noch nicht sauber messen lassen. Hinzu kommen chemische Prozesse, die durch Elektronenstöße angeregt werden können. Inwieweit diese quantenhaft durch Elektronenstöße, etwa vergleichbar der Photochemie, angeregt werden, steht noch dahin und dürfte interessant sein zu untersuchen. Wir halten es für nicht unmöglich, daß einige von Åkeson in der oben zitierten Arbeit gefundene quantenhafte Energieverluste von Elektronen im mehratomigen Gase, die zu den Ionisierungsspannungen anscheinend in keiner Verbindung stehen, etwas hiermit zu tun haben. Für das hier besprochene Gebiet bedeuten diese Eigenschaften der mehratomigen Gase Komplikationen. Es kommen dann ferner noch Schwierigkeiten hinzu, die in der Bildung von elektrischen Doppelschichten auf den Elektroden bestehen. Offenbar werden diese durch Bildung negativer Molekülionen, die sich auf den Metallen absetzen, bedingt oder zum mindesten begünstigt. Sie hängen also mit der erwähnten Elektronenaffinität zusammen. Diese Doppelschichten machen es schwer, mit Elektronen bekannter Geschwindigkeit zu arbeiten. Erfreulicherweise besitzt der Wasserstoff, der fürs erste interessanteste Vertreter der zweiatomigen Gase, eine sehr geringe Elektronenaffinität, so daß bei ihm am ehesten saubere Messungen durchzuführen sind.

1. Wasserstoff.

Das Atommodell des Wasserstoffs ist nach Bohr vollkommen bekannt. Der erste Sprung der Lymanserie berechnet sich aus der Formel

$$h\nu = h \cdot K \cdot \left(\frac{1}{1^2} - \frac{1}{2^2}\right),$$

wo $K = 3,29 \cdot 10^{15}$ ist, zu 10,2 Volt, die Ionisierungsspannung des Atoms zu $h \cdot K \sim 13,6$ Volt. Die Messungen lassen sich natürlich nur mit H_2-Molekülen durchführen. Nimmt man hier das Atommodell von Bohr-Debye an, so ergeben sich für die Ionisierungsspannung mehrere Möglichkeiten. Entweder wird bei der Ionisation dem Molekül ein Elektron weggenommen und das zweite läuft allein auf seiner Quantenbahn senkrecht zur Verbindungslinie der Atomkerne herum, dann ergeben sich 17,9 Volt. Diese Möglichkeit lehnt Bohr selbst ab, weil das so gebildete Molekülion instabil sei. Er zieht vor, Ionisation unter gleichzeitiger Dissoziation anzunehmen, also ein freies Elektron, ein positives Atomion und ein neutrales Atom. Hierzu ist ein Energieaufwand von 16,3 Volt erforderlich. Die Differenz zwischen dieser Ionisierungsspannung und der des Atoms, also 16,3—13,6 = 2,7 Volt, müßte der Dissoziationsarbeit entsprechen, während sich aus der Wärmetönung über 3,5 Volt ergeben würden.

Der von uns nach der Lenardschen Methode gefundene Wert von 11 Volt für den Beginn der Ionisation ist nach der gleichen Methode von Mayer[34]), Bishop, Goucher, Bergen, Davis und Goucher bestätigt worden und stimmt auch überein mit der von Lenard selbst als erste Bestimmung der Ionisierungsspannung überhaupt gefundenen 11 Voltgrenze, die Lenard[35]) damals als für alle Gase maßgebend ansah. Bishop findet eine zweite verstärkte Ionisation bei 15,7 Volt. Am wichtigsten ist wieder die Arbeit von Bergen, Davis und Goucher, die nach ihrer oben beschriebenen Methode Photoeffekt und Stoßionisation trennen. Sie erhalten:

Stoßionisation und Strahlung	bei	11 Volt
Strahlung	„	13,6 „
Ionisation	„	15,8 „ .

Man wird in dem sowohl von Bishop wie von Bergen, Davis und Goucher gefundenen Werte von 15,7 und 15,8 Volt eine Stütze der Auffassung sehen, daß Ionisation und Dissoziation des Moleküls als Effekt des Elektronenstoßes gemeinschaftlich auftreten. Zu erwarten wäre dann möglicherweise, daß bei 2,7 Volt Dissoziation allein durch Elektronenstöße einträte. Dies ist aber unwahrscheinlich, da Wasserstoff bis unterhalb 200 Å keine Absorption zeigt. Untersucht werden muß diese Frage jedenfalls. Der Wert von 13,6 Volt, bei dem Strahlung beobachtet wurde, stimmt zwar mit der Ionisierungsspannung des Atoms gut überein, ist aber beim Molekül unverständlich. Was nun den 11 Voltwert betrifft, so macht das Auftreten von Strahlung und Ionisation zusammen es wahrscheinlich, daß es sich nicht um einen reinen Effekt handelt. Zu bedenken ist, daß bei 10,2 Volt die Ionisation von Quecksilberdampf einsetzt, die besonders kräftig ist. Quecksilberdampf ist bei Bergen, Davis und Goucher sicher nicht völlig vermieden, da sie in demselben Rohr vorher mit Quecksilberdampf gearbeitet hatten. Bei uns und den anderen Autoren kann wieder der durch die Strahlung hervorgerufene Photoeffekt die beobachteten Aufladungen erklären. Das Auftreten der Strahlung bei 11 Volt stimmt angenähert zahlenmäßig mit dem ersten Sprung der Lymanserie des Atoms überein. Zu bedenken ist aber wieder, daß mit Molekülen gearbeitet wird.

Bei Untersuchungen über den lichtelektrischen Effekt in Gasen hat Lenard[36]) gezeigt, daß Absorption des Wasserstoffs unterhalb 1400 Å einsetzt, was von Lyman[37]), der den Wert auch unterhalb 1300 Å angibt, bestätigt wurde. Bei Licht dieser Wellenlängen fand Lenard gar keinen lichtelektrischen Effekt und Palmer[38]) nur unsichere Andeutungen eines solchen Effekts. Man wird diese Absorption unterhalb 1300 Å wiederum mit der durch das erste Glied der Lymanserie bedingten, identifizieren müssen, und aus Lenards Resultat eine weitere Stütze der Anschauung herleiten, daß hier keine wahre Stoßionisierung eintreten kann.

Klar sind somit die Verhältnisse beim Wasserstoffe keineswegs. Herzfeld[39]) versucht, aus der Ionisierungsspannung des Wasserstoffs Schlüsse zu ziehen auf die im Atom vorkommenden Elektronenbahnen. Er will einen Beitrag zu der Frage liefern, ob alle möglichen Elektronenbahnen vorkommen und nur die Sprünge zwischen den Bohrschen Bahnen Ausstrahlung ergeben, oder ob nur die Bohrschen Bahnen überhaupt vorkommen. Aus dem Werte von 11 Volt, dem einzigen, der damals bekannt war, schließt er, daß die Elektronen sich vermutlich in allen Bahnen zwischen den Bohrschen Bahnen 1 und 2 bewegen, da der berechnete Mittelwert aus den Ionisierungsspannungen für Bahn 1 und 2 mit 11 Volt übereinstimmt. Dieser Schluß ist nach obigem nicht zulässig.

Auf die Arbeiten, in denen J. Stark sich mit der Emission der Spektra des Wasserstoffs beschäftigt, soll hier wiederum nur hingewiesen werden. Der größte Teil bezieht sich auf ionisierte Moleküle, also auf ein hier nicht behandeltes Problem. Was die Zuordnung der kontinuierlichen Emission zum in der Wiedervereinigung begriffenen Wasserstoff und die daraus abgeleiteten Schlüsse gegen die Bohrsche Theorie betrifft, so hoffen wir, daß sie sich gerade so wie die übrigen kontinuierlichen

Spektren von Zink, Kadmium, Quecksilber und den Alkalimetallen, die Stark erwähnt, analog den kontinuierlichen Röntgenspektren nach Debye (s. o.) deuten lassen werden.

2. Sauerstoff, Stickstoff.

Alle weiter zu besprechenden Untersuchungen der Ionisierungsspannung sind mit dem möglichen Fehler behaftet, daß vielleicht die Grenze der Anregung der Lichtemission statt der Ionisierungsspannung bestimmt worden ist, da durchweg nur der Beginn der positiven Aufladung nach der Lenardschen Methode festgestellt worden ist. Im allgemeinen gut übereinstimmende, mehrfach gemessene Werte liegen bei Sauerstoff und Stickstoff vor, wie aus folgender Tabelle ersichtlich

	Franck u. Hertz	F. Mayer	Hughes u. Dixon
Stickstoff	7,5	11,8	7,7 Volt
Sauerstoff	9	9,5	9,2 „

	Goucher	Bishop
Stickstoff	7,4	7,5 Volt
Sauerstoff	—	9 „

Für Sauerstoff liegen auch Messungen des lichtelektrischen Effekts vor. Nach Lenard setzt er ein bei Wellenlängen zwischen 1800 und 1200 Å, von diesen sieht Lyman die wirksamen in Wellenlänge um 1300 Å, die, wie beide Autoren finden, auch stark absorbiert werden. Die $h\nu$-Beziehung für 1300 Å würde für Sauerstoff den Wert der Ionisierungsspannung 9,6 Volt ergeben.

3. Die übrigen untersuchten Gase.

Die für die sonst noch untersuchten Gase erhaltenen Werte der Ionisierungsspannung mögen aus der folgenden Tabelle ersehen werden.

	F. Mayer	Hughes und Dixon	Bishop
NO	—	9,3 Volt	7,5 Volt
CO	14,5 Volt	7,2 „	—
CO_2	12,5 „	10,0 „	—
Cl_2	—	8,2 „	—
Br_2	—	10,0 „	—
HCl	—	9,5 „	—
CH_4	13,5 „	9,5 „	—
C_2H_2	—	9,9 „	—
C_2H_4	—	9,9 „	—
C_2H_6	—	10,0 „	—

Soweit sie mehrfach gemessen sind, ist keine Übereinstimmung erzielt, daraus mag man die Schwierigkeit ersehen, die oben genannten Fehlerquellen zu vermeiden. Man wird hier nur weiterkommen, wenn man den Energieverlust der stoßenden Elektronen, Strahlung und Stoßionisation einzeln untersucht und die Beziehung zum Spektrum aufsucht, und das ist besonders bei den komplizierten Bandenspektren, um die es sich hier meistens handelt, nicht einfach. Eine Möglichkeit zur Deutung der Bandenspektren der mehratomigen Gase, vor allem der Verbindungen, sei hier mit allem Vorbehalt kurz erwähnt. Der eine von uns hat in Gemeinschaft mit Wood zeigen können, daß das Resonanzlinienspektrum der Jodfluoreszenz durch Zusammenstöße der Jodmoleküle mit anderen Atomen in ein Bandenspektrum überführt wird. Man kann diese Tatsache, wie es Stern und Vollmer in ihrer oben erwähnten Arbeit tun, durch die Annahme deuten, daß die für die Linienemission in Frage kommenden Quantenbahnen durch den Stoß der Atome (oder wie wir es lieber deuten möchten, durch den Stark-Effekt der Atomfelder) mehr oder weniger, je nach Art des Zusammenstoßes verändert werden. Nimmt man das an, so hat man einen ganz ähnlichen Einfluß auf die Quantenbahnen in den Atomen der Verbindungen durch die Nähe der anderen Atome des Moleküls zu erwarten. Auch dieser Einfluß muß verschieden stark sein, je nach dem Zustand des Moleküls, d. h je nach den Quantenbahnen, in welchen die Atome selbst um einander kreisen, und hieraus würde sich dann die ungeheure Zahl der Frequenzen des Bandenspektrums erklären. Ob man bei Verbindungen nach dieser Auffassung überhaupt eine so scharfe Ionisierungsspannung erhalten kann, wie bei einatomigen Gasen, möchten wir offen lassen. Bemerkenswert ist es jedenfalls in Hinsicht hierauf, daß J. Franck und E. v. Bahr eine scharfe Ionisierungsspannung für den Stoß durch positive Ionen nicht finden konnten. Durch diese Auffassung soll nicht etwa die Schwarzschildsche[40]) Deutung der Banden als bedingt durch die Drehung mehratomiger Moleküle (in Analogie zu Bjerrum) widerlegt werden, sondern zu diesem Effekt wird der erwähnte wesentlich hinzukommen.

Zusammenfassende Bemerkungen.

Verallgemeinern wir die mit dem Prinzip des unelastischen Zusammenstoßes langsamer Elektronen mit Gasmolekülen bisher schon gewonnenen Ergebnisse, so wird man folgende, die Bohrsche Theorie bestätigenden Sätze zum großen Teile als schon bewiesen, zum anderen als der experimentellen Untersuchung nach dieser Methode zugänglich bezeichnen dürfen:

1. Jeder einer optischen Absorptions- und Emissionslinie entsprechende Sprung, also jeder Sprung eines den äußeren Quantenbahnen

des Atoms angehörenden Elektrons von einer Quantenbahn auf die andere kann bewirkt werden durch den Stoß eines freien Elektrons, bei welchem dasselbe eine Einbuße seiner kinetischen Energie um den Betrag $h\nu$ erleidet.

2. Welche Sprünge auftreten, hängt ab vom Erregungszustande des getroffenen Atoms.

3. Beim normalen, nicht erregten Atom sind die möglichen Sprünge identisch mit denen, welche die Absorptionsserie des unerregten Atoms ergeben.

4. Die ultravioletten Grenzfrequenzen der Serien multipliziert mit dem Wirkungsquantum h ergeben die Ionisierungsarbeiten der Atome; die Ionisierungsarbeit des unerregten Atoms ergibt sich aus der Grenzfrequenz der Absorptionsserie des unerregten Atoms.

5. Die Untersuchung der unelastischen Zusammenstöße und der durch sie bedingten Lichtemission ergibt ein neues Mittel zur Zuordnung von Linien zu Serien und zur Feststellung ihrer Koppelung miteinander. Die Seriengrenzen werden der direkten Beobachtung zugänglich.

6. Die weitgehende Analogie der optischen Absorption mit der quantenmäßigen Energieabgabe durch stoßende Elektronen spricht für die erste Plancksche Hypothese der quantenmäßigen Absorption.

Literaturverzeichnis*).

1) J. Franck u. G. Hertz, diese Zeitschr. 17, 409 bis 416 u. 430—440, 1916. Weitere Literaturangaben siehe ebendort.

2) N. Åkeson, Sitzungsber. Heidelb. Akad. math.-nat. Kl. Abt. A. 1914. 21. Abh. und Åkeson, Lunds Årsskrift. N. F. Afd. 2. Bd. 12, Nr. 11, 1916.

3) N. Bohr, Phil. Mag. 26, 1, 476, 857, 1913; 27, 506, 1914; 29, 332, 1915; 30, 394, 1915.

4) F. Paschen, Ann. d. Phys. 42, 840, 1913. Weitere Literaturangaben der einschlägigen Arbeiten von F. Paschen, siehe ebendort sowie bei B. Dunz, Die Seriengesetze der Linienspektra. Leipzig. S. Hirzel. 1911.

5) K. J. van der Bijl, Phys. Rev. 9, 173, 1917.

6) J. Stark, Jahrb. d. Rad. u. El. 14, 139, 1917; weitere Literaturangaben siehe ebendort.

*) Um das Literaturverzeichnis nicht unnötig lang werden zu lassen, wird nur auf die hauptsächlichsten Arbeiten verwiesen, aus denen sich die weitere Literatur entnehmen läßt.

7) Literatur bei J. Stark, loc. cit.; ferner Wood u. Guthrie, Astr. Phys. Journ. 39, 211, 1909; J. C. Mc Lennan u. C. Edwards, Phil. Mag. 30, 695, 1915.

8) J. C. Mc Lennan u. Henderson, Proc. Roy. Soc. London 91, 485, 1915; 92, 305, 1916; 93, 574, 1916; J. C Mc Lennan u. A. Thomson, Proc. Roy. Soc. London 92, 584, 1916; J. C. Mc Lennan u. Key, Proc. Roy. Soc. London 92, 591, 1916; J. C. Mc Lennan, Phys. Rev. 10, 84, 1917.

9) J. T. Tate, Phys. Rev. 7, 686, 1916; 10, 77, 1917.

10) F. S. Goucher, Phys. Rev. 8, 561, 1916.

11) v. Baeyer, Verh. d. D. Phys. Ges 10, 96, 1908.

12) Newman, Phil. Mag. 28, 753, 1914.

13) Pawlow, Proc. Roy. Soc. 90, 398, 1914.

14) Bergen, Davis u. F. S. Goucher, Phys. Rev. 10, 84, 1917.

15) Hughes u. Dixon, Phys. Rev. 10, 495, 1917.

16) F. M. Bishop, Phys. Rev. 10, 244, 1917.

17) Richardson u. Bazzoni, Phil. Mag. 34, 285, 1917.

18) J. Tate u. Foote, Phil Mag., Juli 1918.

19) R. A. Millikan, Phys. Rev. 9, 378, 1917.

20) T. C. Hebb, Phys. Rev. 9, 371, 1917.

21) J. Stark, T. Retschinsky u. A. Schaposchnikoff, Ann. d. Phys. 18, 213, 1905.

22) K. J. van der Bijl, Phys. Rev. 10, 546, 1917.

23) Literaturnachweise siehe unter 1).

24) R. C. Dearle, Proc. Roy. Soc. London 92, 608, 1916.

25) Lorenser, Dissertation. Tübingen.

26) R. W. Wood, diese Zeitschr. 10, 88 u. 258, 1909.

27) Dunoyer, Le Rad. 9, 177, 218, 1912.

28) Füchtbauer u. Schell, diese Zeitschr. 14, 1164, 1913; Füchtbauer u. Hoffmann, diese Zeitschr. 14, 1168, 1913.

29) P. Debye, diese Zeitschr. 18, 428, 1917.

30) R. Pohl u. P. Pringsheim, Die lichtelektrischen Erscheinungen. Braunschweig, Vieweg & Sohn. 1914.

31) Bazzoni, Phil. Mag. 32, 566, 1916.

32) J. M. Benade, Phys. Rev. 10, 77, 1917.

33) F. Paschen, Ann. d Phys. 45, 625, 1914.

34) F. Mayer, Ann. d. Phys. (4) 45, 1, 1914.

35) P. Lenard, Ann. d. Phys. (4) 8, 149, 1903.

36) P. Lenard u. C. Ramsauer, I., II., u. V. Teil. Über die Wirkung sehr kurzw. Lichtes auf Gase. Heidelb. Ber. Nr. 28 u. 31, 1910; Nr. 24, 1911.

37) Th. Lyman, Nature 91, 371, 1913.

38) F. Palmer, Phys. Rev. 32, 1, 1911.

39) K. F. Herzfeld, diese Zeitschr. 18, 389, 1917.

40) Schwarzschild, Berl. Ber. 564, 1916.

Kaiser-Wilhelm-Institut für physikalische Chemie und Elektrochemie; Physikalisches Institut der Universität Berlin.

Berlin, Dezember 1918.

(Eingegangen 7. Januar 1919.)

BESPRECHUNGEN.

A. Defant, Wetter und Wettervorhersage. gr. 8°. VI u. 290 S. m. 142 Abb. u. 1 Karte. Leipzig u. Wien, Franz Deuticke. 1918. M. 15.— u. 20 Proz. Teuerungszuschlag.

Die vorliegende Schrift bietet eine sehr zu begrüßende Ergänzung zu den zahlreichen Darstellungen der beobachtenden Meteorologie, sowie zu den Handbüchern der theoretischen Meteorologie, indem die in diesen gewonnenen praktischen bzw. theoretischen Ergebnisse hier im Hinblick auf die Aufgabe der Vorhersage der künftigen Witterung dargelegt und ausgewertet werden. Die Kenntnis der allgemeinsten Grundbegriffe der praktischen Meteorologie wird dabei vorausgesetzt.

In einem ausführlichen ersten Teile werden die

meteorologischen Theorien, soweit sie der Wettervorhersage nutzbar zu machen sind, besonders nach dieser Richtung hin behandelt. Auf die Durchführung reichlichen Beispielmaterials ist großer Wert gelegt, und zahlreiche Kärtchen unterstützen den Gedankengang. Leider sind einige der Kärtchen stärker verkleinert, als es auf dem Papier unserer Tage zweckmäßig erscheint. Bei dem außerordentlichen Werte, welchen man dem Zustande der höheren Schichten der Atmosphäre neuerdings zuschreibt, und namentlich infolge der Kriegsverhältnisse in den letzten Jahren, welche die horizontale Verteilung der Beobachtungsstationen stark einschränkte, bemessen mußte, wäre vielleicht hier eine eingehendere Behandlung der Temperaturschichtungen in der freien Atmosphäre zu wünschen gewesen, als es im Rahmen einer Anmerkung geschehen konnte. Die Wichtigkeit der Erkenntnis des Zustandes der höheren Luftschichten für die Wettervorhersage wird in einem späteren Kapitel auch durchaus anerkannt in dem Hinweis, daß den hierauf gerichteten Beobachtungen die Zukunft der Meteorologie gehöre, welcher Ansicht wohl allgemein beigestimmt werden dürfte.

Der zweite Teil, welcher die Wettervorhersage selbst und die ihr dienenden Regeln und Erfahrungssätze behandelt, beginnt mit einer sehr klaren Darlegung der Problemstellung. Neben der ausführlich besprochenen synoptischen Methode der Beurteilung des Witterungscharakters und der Prognosenstellung, welche in den vergangenen Jahrzehnten alleinige wissenschaftliche Berechtigung beanspruchte, werden auch die neueren Bestrebungen berücksichtigt, die den lokalen Beobachtungsresultaten auf statistischer Grundlage, allein oder in Verbindung mit synoptischen Überlegungen, ihre Bedeutung für die Prognosenstellung über Gebiete beschränkten Umfanges zuweisen. In diesem Zusammenhange wird besonders auf das Fehlen hinreichend vorgearbeiteter und wissenschaftlich gesichteter Grundlagen für die Voraussage lokaler Witterungsverhältnisse hingewiesen, indem sich die bisherigen wissenschaftlichen meteorologischen Untersuchungen fast nur auf die allgemeinen Beziehungen erstreckt haben. Zwei an Hand vollständigen Kartenmateriales nach synoptischer Methode durchgeführte Wettervorhersagen für die verschiedenen Gebiete Mitteleuropas verdeutlichen die vorgetragenen Gesichtspunkte. Eine recht sorgfältige Behandlung erfährt auch die weite Kreise in verschiedenen Beziehungen interessierende Frage über die Übereinstimmung der vorausgesagten Witterung mit der tatsächlich eintretenden und über die Methoden zur zahlenmäßigen Berechnung der erzielten Treffer. Mit einigen Abschnitten über den Witterungscharakter der einzelnen Monate und seine Verknüpfung über ausgedehnte Gebiete der Erdoberfläche leitet der Verfasser zu den Versuchen über, das Wetter auf längere Zeit voraus wenigstens in allgemeinen Umrissen zu charakterisieren, denen von volkswirtschaftlichem Standpunkte bereits heute beträchtliches Interesse zuzuschreiben ist, und stellt zum Schlusse noch das Wenige zusammen, was bisher über kürzere und längere Witterungsperioden bekannt ist.

Das Buch dürfte allen denjenigen, die — besonders auch für Lehrzwecke — einen Überblick über die der praktischen Wettervorhersage im weitesten Sinne dienenden Erfahrungen gewinnen möchten, von Interesse und Nutzen sein.

R. Ambronn.

Personalien.

(Der Herausgeber bittet die Herren Fachgenossen, der Schriftleitung von eintretenden Änderungen möglichst bald Mitteilung zu machen.)

Habilitiert: An der Universität Tübingen Dr. Ernst Weitz (bisher in Straßburg) für Chemie, an der Tierärztlichen Hochschule Dresden Apotheker Dr. Paul Manicke für Rohstoffchemie, an der Universität Göttingen Dr. Schmeidler für reine Mathematik, an der Universität Leipzig Dr. Friedrich Levi für Mathematik.

Ernannt: Der Privatdozent der Chemie an der Universität Breslau Dr. Walter Herz zum ord. Honorarprofessor daselbst, der ord. Professor an der Technischen Hochschule Aachen Geh. Reg.-Rat Dr. Otto Grotrian zum ord. Honorarprofessor an der gleichen Hochschule, der a. o. Professor der Elektrotechnik an der Technischen Hochschule Stuttgart Immanuel Herrmann zum Minister des Kriegswesens in Württemberg, der ord. Professor der Mathematik an der Universität Straßburg Geh. Hofrat Dr. Friedrich Schur in gleicher Eigenschaft an der Universität Breslau, der Privatdozent an der Technischen Hochschule Zürich Dr. William D. Treadwell zum Professor für analytische Chemie daselbst, der a. o. Professor an der Technischen Hochschule Karlsruhe Dr. Wilhelm Steinkopf zum etatsmäßigen a. o. Professor für Chemie an der Technischen Hochschule Dresden, der Professor an der Deutschen Technischen Hochschule Brünn Dr. Heinrich Tietze zum ord. Professor der Mathematik an der Universität Erlangen.

Verliehen: Dem Verwaltungsassistent am Chemischen Institut der Technischen Hochschule Karlsruhe Dr. Karl Pfeiffer der Titel Professor, dem a. o. Professor der Mathematik an der Universität Wien Dr. Alfred Tauber Titel und Charakter eines ord. Professors.

Berufen: Der a. o. Professor an der Universität Greifswald Dr. Max Scholtz zum ord. Professor für Pharmazeutische Chemie an der Universität Breslau.

Gestorben: Der Erfinder des Rotations-Kupfer-Tiefdruckes Dr. Eduard Mertens, der frühere ord. Professor der Geographie und Ethnologie an der Universität Straßburg und Leiter der Hauptstation für Erdbebenforschung daselbst Dr. Georg Gerland, der a. o. Professor der analytischen Chemie an der Universität Jena Hofrat Dr. Ludwig Wolff, der ord. Professor der medizinischen und physiologischen Chemie an der Universität Lund Dr. Ivar Christian Bang, der ord. Professor für höhere Mathematik an der Militärtechnischen Akademie und Dozent an der Technischen Hochschule Berlin Geh. Reg.-Rat Dr. Otto Dziobek.

Gesuche.

Junger Physiker

mit abgeschlossener Hochschulbildung wird als wissenschaftlicher Hilfsarbeiter für das Telegraphen-Versuchsamt, Berlin W 9, Königgrätzerstraße 20, gesucht.

Für die Schriftleitung verantwortlich Professor Dr. P. Debye in Göttingen. — Verlag von S. Hirzel in Leipzig.
Druck von August Pries in Leipzig.